N° d'ordre 274

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE BORDEAUX

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Jean-Léon IRIGARAY

Ingénieur E.R.B. - Attaché de Recherches au C.N.R.S.

PREMIÈRE THÈSE

" Contribution à l'étude spectroscopique des noyaux autour des nombres magiques N = 50 et N = 82 par capture radiative de neutrons et de protons. "

DEUXIÈME THÈSE

" Propositions données par la Faculté "

Soutenues le 10 Juillet 1969, devant la Commission d'Examen

M. R. CHASTEL, Professeur.	*Président*
M. A. SARAZIN, Professeur à la Faculté des Sciences de Lyon, M. R. ARVIEU, Professeur à la Faculté des Sciences de Paris, M. G.-Y. PETIT, Professeur. M. P. MENNRATH, Professeur,	*Examinateurs*

1969

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41547320_0027

N° d'ordre 274

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE BORDEAUX

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Jean-Léon IRIGARAY

Ingénieur E.R.B. - Attaché de Recherches au C.N.R.S.

PREMIÈRE THÈSE

" Contribution à l'étude spectroscopique des noyaux autour des nombres magiques $N = 50$ et $N = 82$ par capture radiative de neutrons et de protons. "

DEUXIÈME THÈSE

" Propositions données par la Faculté "

Soutenues le 10 Juillet 1969, devant la Commission d'Examen

M. R. CHASTEL, Professeur.	*Président*
M. A. SARAZIN, Professeur à la Faculté des Sciences de Lyon, M. R. ARVIEU, Professeur à la Faculté des Sciences de Paris, M. G.-Y. PETIT, Professeur. M. P. MENNRATH, Professeur,	*Examinateurs*

1969

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

UNIVERSITÉ
DE BORDEAUX

FACULTÉ DES SCIENCES

351, COURS DE LA LIBÉRATION - TALENCE (GIRONDE)
TÉL. BORDEAUX (56) 32.92.81

Doyen honoraire : M. BRUS

Doyen : M. VALADE

Professeurs honoraires :

M. KASTLER	Professeur à la Sorbonne
M. PISOT	Professeur à la Sorbonne
Mlle JOSIEN	Professeur à la Sorbonne
M. MILLOUX	
M. DANGEARD	
M. CAU	
M. GENEVOIS	

Professeurs -

M. BRUS	Chimie
M. AVEL	Zoologie et physiologie animale
M. ROUSSET	Physique générale
M. ROGER	Mécanique rationnelle
M. WEILL	Anatomie comparée et embryogénie
M. DUFRESNOY	Mathématiques générales
M. LAFON	Physiologie générale
M. BOUNHIOL	Biologie animale
M. SERVANT	Physique
M. CALAS	Chimie organique
M. GAY	Cristallographie et minéralogie
M. PACAULT	Chimie physique
M. SCHOELLER	Géologie
M. DAVID	Physiologie végétale
M. COLMEZ	Méthodes mathématiques de la physiqu
M. CAMBAR	Biologie animale
M. VIGNEAUX	Géologie
M. PANOUSE	Zoologie (détaché à la Faculté des Sciences du Maroc)
M. ARZELIES	Physique (détaché à la Faculté des Sciences du Maroc)
M. RIBEREAU-GAYON	Oenologie et chimie agricole
M. RISS	Mathématiques
M. GUIZONNIER	Physique
M. HAGET	Zoologie expérimentale
M. SEMIROT	Astronomie
M. CHASTEL	Physique nucléaire
M. HAGENMULLER	Chimie minérale
M. CREACH	Biologie animale
M. LOUDETTE	Mécanique physique

M. PATY	Chimie
M. BORDES	Préhistoire
M. SECHET	Botanique
M. BAGANAS	Mathématiques
M. VALENTIN	Radioélectricité
M. ENNOUCHI	Géologie
M. EYME	Botanique
M. RUAMPS	Physique électro nique
M. FRAINNET	Chimie organique
M. HOARAU	Chimie physique
M. MARCHAND	Chimie
M. LALANDE	Chimie appliquée
M. GOTTIS	Géologie dynamique
M. LEMANCEAU	Chimie
M. CARDO	Psychophysiologie
M. ROCH	Physique
M. BELLON	Chimie (détaché à la Faculté des Sciences du Maroc)
M. CLASTRE	Cristallographie physique
M. JOUSSOT-DUBIEN	Chimie
M. VALADE	Chimie organique
M. SURDIN	Automatique
M. LABOUESSE	Biochimie
M. BLONDEL	Mathématiques
M. SOURISSEAU	Chimie
Mlle FAURE-MURET	Géologie (détachée à la Faculté des Sciences du Maroc)
M. CLIN	Géologie
M. LOCHET	Physique
M. VINDT	Biologie végétale
M. REGNIER	Mathématiques
Mlle LAFFITTE	Physique
M. DESTRIAU	Chimie
M. PETIT	Physique corpusculaire
M. BARAUD	Chimie biologique
M. EMBERGER	Géologie
M. BOTHOREL	Chimie
M. CHARRU	Physique
M. SIMONOFF	Chimie physique
M. LASCOMBE	Chimie
M. RIMPAULT	Physique théorique
M. BARETS	Biologie animale
M. PINEAU	Chimie
M. LEVEQUE	Géologie approfondie
M. BOUSSEAU	Physique
M. MENNRATH	Physique
M. ANDRE	Biologie générale
M. BOUAS-LAURENT	Chimie organique
M. MARTINET	Calcul infinitésimal
M. N.	Informatique

Maîtres de conférences honoraire -

M. DE PUYMALY

Maîtres de conférences -

M. RIBEREAU-GAYON Pascal	Chimie oenologie
Mlle DUTRIEU	Physiologie animale
Mme PETIT	Physique
M. BERNET	Génétique
M. FRESNEL	Mathématiques
M. MOYES	Géologie
M. LUTZ	Botanique
M. MOULINES	Chimie
M. MENDES-FRANCE	Mathématiques
M. POUCHARD	Chimie minérale
M. SARDOS	Physique
M. DUMERY	Mécanique
M. GARNIER	Biophysique
M. LESCA	Mathématiques
M. ARTOLA	Mathématiques
M. DRESS	Mathématiques
M. BOUARD	Biologie végétale
M. DE MAHTAN	Mathématiques
M. ABGRALL	Physique théorique
M. MINNAERT	Physique théorique
M. N...	Chimie minérale

Conseiller Administratif -

M. LLORENS

à ma femme

à ma fille

à mon père, à ma mère

à mes frères et soeurs

avec toute mon affection

Ce travail a été réalisé au Centre d'Etudes Nucléaires de la Faculté des Sciences de l'Université de Bordeaux.

Monsieur le Professeur R. CHASTEL m'y a accueilli avec bienveillance et a toujours été très attentif aux différentes étapes de cette étude. De plus, il a accepté de présider le Jury d'examen : je lui adresse mes plus vifs remerciements.

Monsieur le Professeur PETIT a dirigé mon travail de recherches d'une manière très efficace, dans le cadre du groupe de Spectroscopie Nucléaire qu'il anime. Il m'a initié d'une façon inlassable aux études sur la structure du noyau et ses conseils m'ont toujours été très précieux : je tiens à lui exprimer ici ma plus profonde reconnaissance.

Je suis très sensible à l'honneur que me fait Monsieur le Professeur SARAZIN en participant à ce Jury, malgré les lourdes obligations qu'il assume.

Monsieur ARVIEU, Professeur au Laboratoire Joliot-Curie de la Faculté des Sciences de Paris-Orsay, a bien voulu juger ce travail, en particulier, du point de vue théorique : qu'il veuille bien croire à toute ma gratitude.

Monsieur le Professeur MENNRATH m'a fait de fructueuses observations sur ce travail et a accepté de participer au Jury ; en outre, il m'a proposé un intéressant sujet d'étude pour ma deuxième Thèse : pour tout cela, je le remercie bien sincèrement.

Une partie importante de ce travail a été effectuée au Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay, dans le Service de mesures neutroniques fondamentales que dirige M. JOLY : je le remercie ainsi que toute son équipe.

Monsieur BALLINI (C.E.N de Saclay), après avoir lu une grande partie du manuscrit, m'a donné des précisions intéressantes ; j'ai pu discuter longuement avec M. B.G. HARVEY (Berkeley, California University) M. J. VERVIER (Université de Louvain) et M. ABGRALL (Université de Bordeaux) sur les résultats expérimentaux et sur leur interprétation : qu'ils en soient tous remerciés ici très chaleureusement.

J'exprime ma reconnaissance envers le Centre National de la Recherche Scientifique qui, en m'allouant une allocation de recherches, m'a permis de mener à bien cette Thèse.

Monsieur J. ROTURIER m'a accordé depuis plusieurs années, outre son amitié, une aide active et sans réserve ; M. M. ASGHAR (Ph. D. Oxford) a collaboré avec compétence à certaines expériences ; Messieurs LESGOURGUES, ingénieur, et les techniciens du Van de Graaff et de la construction mécanique m'ont accordé leur aide précieuse : je tiens à leur exprimer toute ma reconnaissance.

Mes remerciements vont également à Melle GARRABOS, Melle DUMAS, Madame MARTINEZ et Monsieur GUIRAL qui m'ont assuré avec efficacité la présentation de cette Thèse.

INTRODUCTION

Nous nous sommes proposés, dans ce travail, une étude spectroscopique des noyaux dans la région des nombres magiques N = 50 et N = 82. Les techniques modernes permettent de mesurer avec une très bonne précision des grandeurs comme les énergies d'excitation et les probabilités de transition gamma et, de plus, l'étude théorique de ces noyaux a fait de nouveaux progrès en utilisant des descriptions issues du modèle en couches. On sait que ce modèle rend bien compte des phénomènes nucléaires au voisinage des couches fermées, pour des noyaux sphériques ; c'est ainsi que nous avons choisi spécialement deux régions où ces traitements théoriques sont les mieux adaptés.

Au voisinage des nombres magiques, il est possible de séparer, expérimentalement, les niveaux d'excitation jusqu'à des énergies élevées, avec les détecteurs à semi-conducteurs. On essaie alors d'en déduire, d'une part, des caractéristiques très importantes comme le moment angulaire, la parité et les rapports d'embranchement pour les différentes transitions gamma et, d'autre part, les fonctions d'onde qui représentent convenablement les noyaux étudiés. Mais, pour reproduire l'ordre des niveaux d'énergie, nous devons faire un choix parmi les paramètres qui définissent le potentiel d'interaction entre les nucléons. La variation de ce potentiel peut être suivie dans une même région de masse, en analysant le changement de la structure nucléaire pour plusieurs noyaux ; cette étude nous renseignera, en particulier, sur la validité des modèles qui visent le plus possible à inclure les interactions résiduelles nucléon-nucléon.

Nous avons entrepris des expériences qui permettent d'atteindre des énergies de 5 MeV pour les premiers niveaux d'excitation et des énergies de 12 MeV pour le niveau de capture d'un nucléon. Dans les deux régions N = 50 et N = 82, nous analyserons les spectres de capture radiative de neutrons de 58 meV d'énergie sur des cibles de rubidium, de strontium, d'yttrium, de

baryum, de lanthane et de cérium. Dans les quatre dernières réactions, les noyaux formés contiennent un neutron en dehors des couches magiques N = 50 et N = 82. Cela doit faire intervenir les états de particule indépendante (neutron capturé). Mais, comme on observe aussi des états qui correspondent à l'excitation des protons du coeur lorsque Z est pair et des mélanges de configurations lorsque Z est impair, nous avons recherché dans le noyau pair-pair $^{140}_{58}Ce$, qui a un nombre magique de neutrons, s'il est possible d'interpréter ses premiers niveaux d'énergie par l'excitation des protons dans les orbites $1g_{7/2}$, $2d_{5/2}$, etc... qui se trouvent au-delà de la couche magique en protons à Z = 50. Nous avons ainsi mesuré la durée de vie d'un niveau métastable à $E^* = 2083$ keV et la corrélation angulaire entre les photons passant par ce niveau intermédiaire dans le $^{140}_{58}Ce$.

Ensuite, nous avons complété cette étude en enregistrant les spectres de capture radiative de protons de 4 MeV d'énergie. Nous utilisons des cibles d'isotopes enrichis et un détecteur semi-conducteur Ge(Li) pour mesurer aussi exactement que possible l'énergie de séparation des protons et les intensités des transitions gamma. Mais les sections efficaces de capture étant très faibles, car la barrière coulombienne est déjà élevée, nous avons examiné seule la région de la couche magique N = 50. Certains auteurs (La 59, Da 68) ont montré que le mécanisme du noyau composé est insuffisant pour expliquer les spectres d'énergie gamma observés dans la capture des neutrons de 14 MeV d'énergie ou des particules chargées. Il faut faire intervenir un processus de capture directe ou semi-directe. Nous avons alors cherché à sélectionner de cette façon les états de protons dans les trois noyaux formés dans ces réactions à basse énergie.

En outre, aux énergies d'excitation obtenues ($E^* = 10$ à 12 MeV) les transitions E1 sont les plus probables (Da 68) et les transitions E2 sont peu intenses pour $E^* < 30$ MeV. Pour les énergies de protons employées, la péné-

trabilité de la barrière est environ 10 fois plus grande pour les protons d'onde "s" que pour les protons d'onde "p". Un calcul classique de la valeur maximum du moment angulaire orbital du proton incident donne : $l \simeq 3$. Toutes ces considérations limitent le nombre des transitions possibles à partir du niveau de capture.

Jusqu'à présent, ces expériences étaient très difficiles à réaliser car les résolutions en énergie des détecteurs étaient insuffisantes pour isoler les diverses transitions gamma. Nous avons pu disposer au cours de ce travail de trois détecteurs dont un ayant un volume sensible de 120 cm^3,

Dans un premier chapitre, nous présentons l'état des connaissances actuelles sur la structure nucléaire dans les régions N = 50 et N = 82 ainsi que les types d'expériences que nous avons envisagées ici.

Dans un deuxième chapitre, nous décrivons les différentes méthodes expérimentales mises en oeuvre dans l'exécution de ce travail en examinant chaque fois les performances et la précision obtenues.

Dans un troisième chapitre, nous analysons en détail les résultats extraits d'une part, de la capture radiative de neutron et de proton pour les noyaux autour de N = 50 et d'autre part, des mesures de corrélation angulaire, de durée de vie et de capture radiative de neutron pour les noyaux autour de N = 82.

Dans le quatrième chapitre, nous étudions la structure nucléaire pour les isotones ayant successivement N = 48, 49, 50 et 51 et nous examinons la variation de cette structure en fonction du nombre de protons, soit Z = 37, 38, 39 et 40. Pour N = 82, nous introduisons les configurations proton-proton qui peuvent intervenir dans la description des premiers états d'excitation d'un noyau pair-pair et nous complétons par l'étude de la variation de la structure de trois isotones à N = 83 ayant successivement Z = 56, 57 et 58. Nous comparons enfin pour l'ensemble de ces noyaux des grandeurs comme l'énergie de séparation d'un neutron ou d'un proton et l'énergie d'appariement des nucléons qui sont d'une manière générale, des quantités importantes en spectroscopie nucléaire.

CHAPITRE I

ETAT DES CONNAISSANCES SUR LA STRUCTURE NUCLEAIRE DANS LES REGIONS ETUDIEES

Pour situer notre travail parmi l'ensemble des études effectuées dans la région de masse N = 50 et 82, nous allons exposer les expériences et les théories concernant ces régions. D'une manière générale les recherches expérimentales sont assez peu nombreuses, aussi bien avec les neutrons qu'avec les particules chargées. Pour des protons arrivant sur une cible ayant Z = 38, la barrière coulombienne atteint 8 MeV et ceci entraîne des valeurs de section efficace faibles pour les réactions à basse énergie. Cet effet de barrière n'existe pas pour les neutrons, mais ici la présence des couches fermées peut diminuer les sections efficaces, en particulier celles de capture.

Actuellement, étant donné l'évolution des théories et des méthodes expérimentales, ces régions de masse connaissent un regain d'intérêt. Nous allons examiner maintenant les résultats déjà acquis.

- EXPERIENCES REALISEES

Elles peuvent se classer en deux catégories : les expériences de diffusion élastique et inélastique qui atteignent les caractéristiques du noyau cible et les expériences de réactions nucléaires et de désintégration radioactive qui permettent d'analyser la transformation de la structure nucléaire lorsque le nombre de nucléons change.

Région N = 50

Notre travail de recherche portera sur les noyaux suivants : $^{86}_{37}Rb_{49}$, $^{87}_{38}Sr_{49}$, $^{87}_{39}Y_{48}$, $^{88}_{38}Sr_{50}$, $^{89}_{39}Y_{50}$, $^{90}_{39}Y_{51}$, $^{90}_{40}Zr_{50}$.

Les travaux antérieurs mentionnés dans ce paragraphe concernent essentiellement 4 noyaux dont nous représentons un récent relevé du schéma des niveaux (Le 67) sur la figure 1a. P.S. BUCHANAN et al (Bu 67) ont mesuré les sections efficaces différentielles des rayonnements γ émis dans la réaction $^{89}Y(n, n'\gamma)^{89}Y$ pour des énergies de neutrons variant entre 3 et 4,5 MeV. Des valeurs de spin sont proposées pour les niveaux à $E^* = 1,51$ MeV - 1,75 MeV - 2,22 MeV - 2,53 MeV - 2,86 MeV - 3,09 MeV et 3,49 MeV dans ^{89}Y. Le spectre

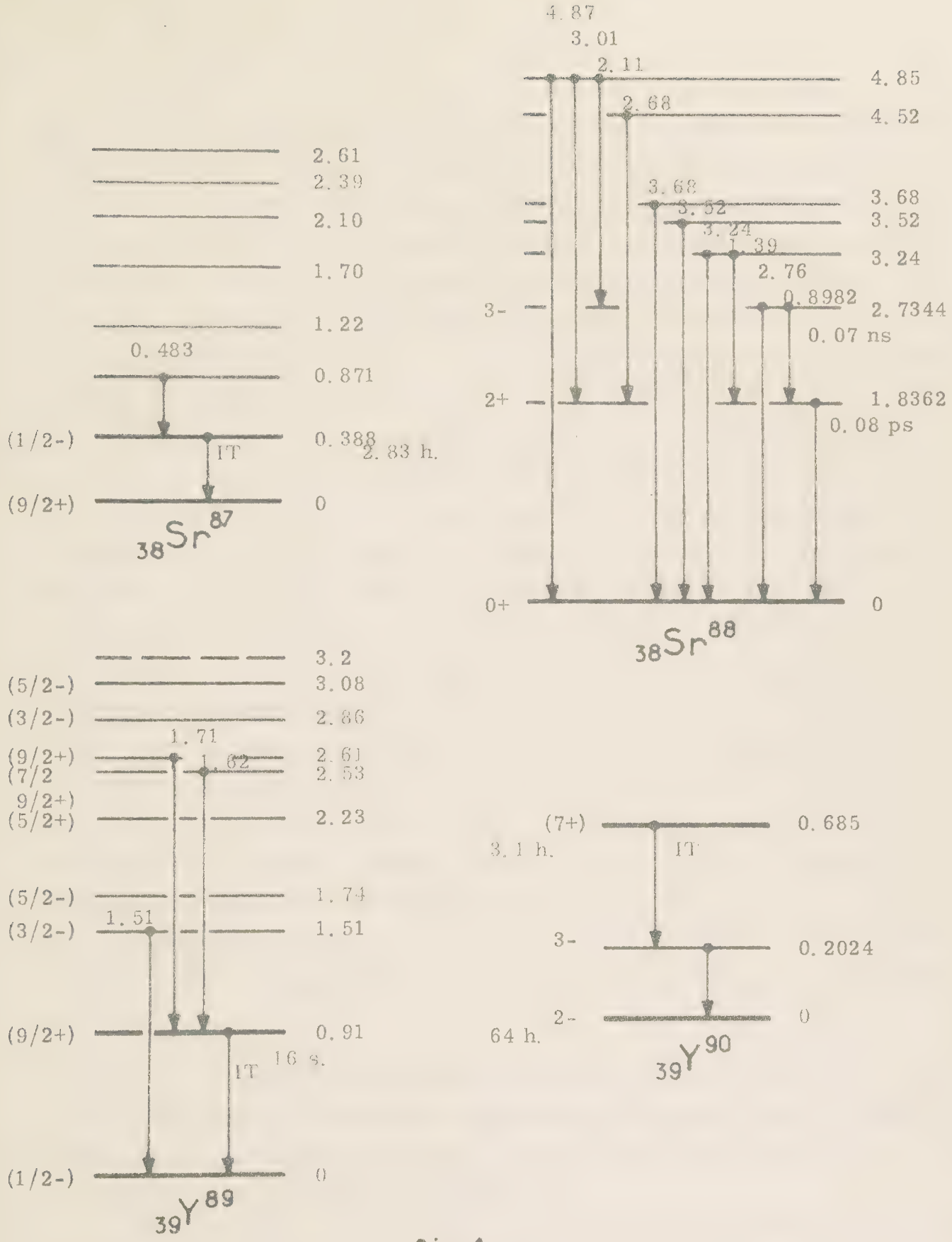


fig:1.a. d'après LEDERER et al (Le 67)

Energie en MeV

de raies gamma indique l'existence d'un autre niveau excité à $E^* = 3,85$ MeV. Ce noyau ainsi que ^{88}Sr ont également été étudiés par diffusion inélastique de particules α de 42 MeV pour tester la validité du couplage faible avec les états d'excitation du coeur (Al 66) . Dans le cas de ^{89}Y, il y aurait couplage entre un proton dans l'orbite $2p_{1/2}$ et les états d'excitation collective du coeur de ^{88}Sr. On devrait alors observer des doublets d'états dans ^{89}Y provenant du couplage avec le premier état $J^\pi = 2^+$ dans ^{88}Sr ; les distributions angulaires sont obtenues pour la diffusion vers l'état fondamental, et les états à $E^* = 1,84$ MeV(2^+) - 2,74 MeV(3^-) et 3,21 MeV dans ^{88}Sr, de même que vers l'état fondamental et les états à 0,906 MeV ($\frac{9^+}{2}$) - 1,51 MeV ($\frac{3^-}{2}$), 1,75 ($\frac{5^-}{2}$) - 2,22 MeV ($\frac{5^+}{2}$) - 2,53 MeV ($\frac{7^+}{2}$) - 2,84 MeV et 3,1 MeV dans ^{89}Y. Il s'avère que ce modèle de couplage ne rend pas bien compte des valeurs de sections efficaces obtenues. Par contre, les calculs utilisant les configurations simples du modèle en couches arrivent à mieux décrire les états d'excitation dans ^{89}Y. Ces mêmes noyaux ^{89}Y et ^{88}Sr ont été étudiés par diffusion élastique et inélastique de protons de 19 MeV par STAUBERG et al (St 66) et aussi par des réactions nucléaires (^3He, d) avec des projectiles d'hélium de 37,7 MeV. Les distributions angulaires des deutons, comparées avec les théories de DWBA, indiquent les orbites de protons dans le modèle en couches dans ^{89}Y. Un potentiel effectif entre les nucléons du type Yukawa, de portée égale à 1 fermi et de profondeur égale à 200 MeV est utilisé. Le niveau isomérique (T = 14 s, $E^* = 910$ keV) de ^{89}Y se désexcite par une transition de protons $2p_{1/2} \rightarrow 1g_{9/2}$, l'état à $E^* = 1,49$ MeV par une transition $2p_{3/2} \rightarrow 2p_{1/2}$ et l'état à $E^* = 1,74$ MeV par une transition $1f_{5/2} \rightarrow 2p_{1/2}$.

Les états de protons dans les noyaux ayant une couche magique (N = 50) viennent d'être étudiés par BASSANI et al (Ba 68) qui ont analysé les réactions (^3He, d) avec des particules ^3He de 18 MeV sur : ^{88}Sr, ^{90}Zr et ^{92}Mo. Ils en déduisent les propriétés suivantes :

a) Le nombre de transitions l = 1 observées et l'intensité de leurs facteurs spectroscopiques montrent que la couche $2p_{1/2}$ (et éventuellement la couche

$2p_{3/2}$) n'est pas complètement remplie dans $^{90}_{40}Zr$.

b) Les facteurs spectroscopiques (qui rendent compte de la fraction d'un état qui a la configuration à une particule plus un coeur inerte) suggèrent, dans les transitions l = 1 dans ^{89}Y, un spin et une parité $J^{\pi} = \frac{3^-}{2}$ pour le niveau d'énergie $E^* = 1,49$ MeV et montrent que la couche $2p_{3/2}$ n'est pas encore fermée dans ^{88}Sr.

c) Lorsque le nombre de protons augmente, l'évolution des facteurs spectroscopiques relatifs aux transitions l = 4 ($J^{\pi} = 9/2^+$) et l = 1 montre que les protons peuplent préférentiellement le niveau $\frac{9^+}{2}$.

d) Les états l = 2 les plus intenses qui indiquent le début de la couche suivante n'apparaissent qu'à partir d'une énergie d'excitation $E^* \simeq 3,5$ MeV.

Les mêmes auteurs ont effectué des réactions de pick-up ($^3He, \alpha$) sur les mêmes noyaux cibles pour obtenir des renseignements sur les états de trou de neutron dans la couche N = 50. Selon les premiers résultats, il apparaît dans les spectres d'excitation un nombre de niveaux supérieur aux prévisions du modèle en couches et les valeurs obtenues pour les facteurs spectroscopiques maxima indiquent la présence de mélanges de configurations importants. La variation des énergies d'excitation des quatre premiers niveaux des noyaux ^{87}Sr, ^{89}Zr et ^{91}Mo ainsi que la valeur de leurs facteurs spectroscopiques montrent que ce mélange est relativement indépendant du nombre de protons ; les énergies d'excitation relative des trois premiers niveaux excités restent pratiquement constantes dans les trois noyaux étudiés.

Toutes ces expériences sont semblables à la capture d'un proton ou à l'extraction d'un neutron dans le dernier cas, c'est-à-dire aux expériences que nous avons réalisées. Nous allons maintenant examiner celles qui conduisent à la capture d'un neutron : ce sont essentiellement les réactions de stripping (d, p) et les réactions (n, γ).

HAMBURGER et al (Ha 65), WATSON et al (Wa 64), BLACK et al (Bl 66) explorent les états à un neutron au-dessus de la couche N = 50 dans

une expérience $^{89}Y(d,p)^{90}Y$ effectuée avec des deutons de 12 MeV et 15 MeV. Les distributions angulaires des protons émis sont comparées avec des calculs de D.W.B.A. Les valeurs du moment angulaire orbital pour le neutron transféré et les facteurs spectroscopiques sont déduits pour certains niveaux de basse énergie. Les états à une particule issus des configurations de neutrons $2d_{5/2}$, $3s_{1/2}$ et $2d_{3/2}$ apparaissent à 0 - 202 keV, 1214 - 1374 keV et 2479 - 2628 keV respectivement. Une distribution angulaire avec $l = 4$ est observée pour l'état à $E^* = 2938$ keV et d'une manière moins sûre pour $E^* = 1965$ keV et 2245 keV. Ces transitions vers des états de basse énergie avec $l = 4$ semblent provenir de la configuration avec un neutron $1g_{7/2}$.

Les premiers résultats conduisant à la formation d'un noyau résiduel ^{86}Rb à partir des réactions (d,p), (d,t) et (n,γ) viennent de nous être communiqués par JURNEY (Ju 68). Trente transitions gamma sont incorporées dans le schéma des niveaux et les spins et parités sont proposés pour 18 niveaux en-dessous de $E^* = 1505$ keV. Tous ces états de basse énergie s'interprétent assez bien par des configurations proton-neutron dans le modèle en couches pour les niveaux de parité négative, mais l'accord est moins satisfaisant avec les niveaux de parité positive.

Les réactions de capture radiative de neutrons sont complémentaires des réactions de stripping (d,p). Les premières expériences ont été faites avec des détecteurs constitués par des cristaux d'iodure de sodium et des photomultiplicateurs. Ainsi BARTHOLOMEW et al (Ba 59) ont étudié la structure du noyau ^{90}Y ; ils observent des niveaux $J^\pi = 3^-$, 2^- et 3^+ dont l'énergie d'excitation est respectivement 202 keV, 247 keV et 776 keV. Mais les pics mesurés ont une résolution en énergie de 100 keV seulement (inhérente au système de détection). Néanmoins les caractéristiques ci-dessus montrent bien la présence des configurations proton-neutron $(p_{1/2}, d_{5/2})$, $(p_{1/2}, g_{7/2})$ et $(g_{9/2}, d_{5/2})$.

L'étude des niveaux du strontium par capture neutronique a été entreprise par SCHMIDT et al (Sc 66) avec un détecteur à semi-conducteur mais de faible volume sensible. Ils observent 146 raies gamma qui ne sont pas toutes attribuées à ^{88}Sr, mais l'existence d'une quinzaine de niveaux dans ^{88}Sr s'accorde avec les résultats. Les caractéristiques des niveaux s'expliquent par l'excitation de protons des orbites $f_{5/2}$ ou $p_{3/2}$ vers les orbites supérieures $p_{1/2}$ ou $g_{9/2}$.

Outre ces expériences de transfert de particules, il existe des résultats obtenus par l'étude de décroissance radioactive. Diverses méthodes (Ca 61, Al 61, He 61) ont permis en particulier de mettre en évidence dans ^{90}Y un niveau isomérique de période $T_{1/2} = (3,2 \pm 0,1)h$ à $E^* = 690$ keV. Des mesures de corrélation angulaire γ-γ et du coefficient de conversion interne montrent qu'il se désexcite par une transition M4 vers le premier niveau $J^\pi = 2^-$; ceci s'accorde avec le spin et la parité 7^+ pour le niveau isomérique qui s'interprète dans le cadre du modèle en couches, en couplant le proton impair dans l'état $g_{9/2}$ et le neutron dans l'état $d_{5/2}$.

Quelques niveaux excités de ^{88}Sr sont obtenus par désintégration (Sh 64, La 56) de ^{88}Rb et de ^{88}Y ; cependant les niveaux à $E^* = 3,22$ MeV à $E^* = 3,52$ MeV de ^{88}Sr sont très peu excités par la désintégration β^+ de ^{88}Y et d'autres réactions sont indispensables pour les étudier.

Région N = 82

Dans cette région, notre travail portera sur les noyaux suivants : $^{139}_{56}Ba_{83}$, $^{140}_{57}La_{83}$, $^{140}_{58}Ce_{82}$, et $^{141}_{58}Ce_{83}$.

Les travaux antérieurs que nous décrivons dans ce paragraphe concernent essentiellement trois noyaux dont nous représentons un récent relevé du schéma des niveaux (Le 67) sur la figure 1b.

Les réactions de stripping sur le baryum, le lanthane et le cérium (Fu 62, Bi 62, Ra 65, Wi 67) permettent d'obtenir des informations sur le moment angulaire transféré du neutron. Les distributions angulaires sont étu-

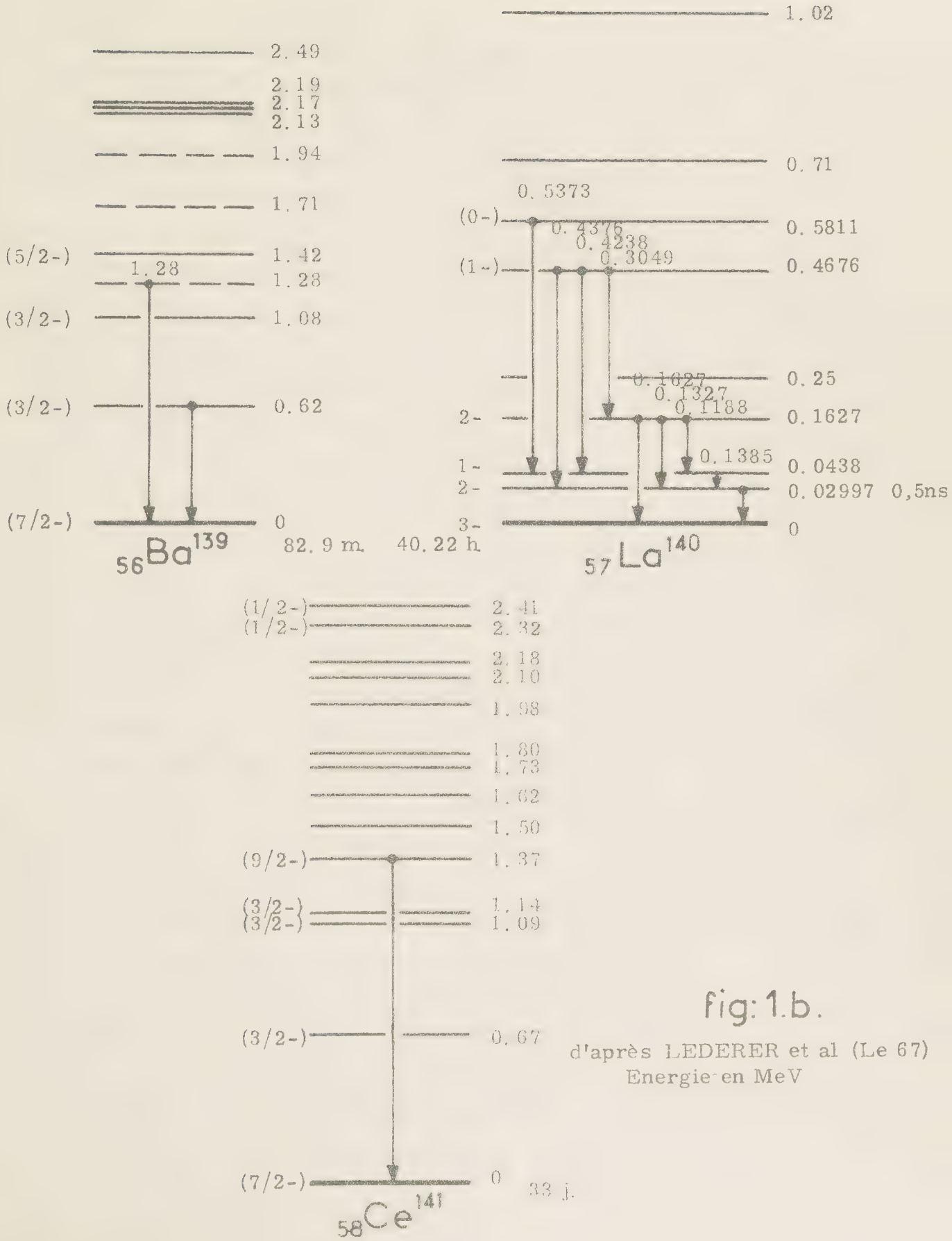


fig: 1.b.

d'après LEDERER et al (Le 67)
Energie en MeV

diées par la méthode D.W.B.A. et il apparaît un certain nombre d'états d'excitation à un neutron. Les énergies, les spins et les parités dans ^{139}Ba proposés sont : $0(7/2^-)$; $0,59(\frac{3}{2}^-)$; 1,07 ; 1,39 ; $1,67(\frac{5}{2}^-)$; $2,10(\frac{1}{2}^-)$; $2,44(\frac{1}{2}^-)$ MeV. Dans le lanthane 140, les attributions de spin sont plus difficiles car il s'agit d'un noyau impair-impair ; les énergies et les configurations proposées sont : $0(g_{7/2}, f_{7/2})$; $0,25(g_{7/2}, f_{7/2})$; $0,60(g_{7/2}, p_{3/2})$; $0,71(g_{7/2}, p_{3/2})$ MeV. Dans le cérium 141, les expériences donnent les caractéristiques suivantes : $0(\frac{7}{2})$; $0,67(\frac{3}{2})$; $1,09(\frac{3}{2})$; $1,14(\frac{3}{2})$; 1,8 ; $2,41(\frac{1}{2})$; $2,52(\frac{1}{2})$ MeV ; le fait qu'on observe plusieurs états $J = \frac{3}{2}$ indique que les mélanges de configuration sont importants et qu'il faut faire intervenir les excitations de la couche en protons (Z = 58).

Dans le même but de recherche des états de neutrons, les réactions de capture radiative de neutrons ont été étudiés avec des détecteurs à scintillations (Gr 59, Gi 63) mais il est nécessaire de les reprendre avecles nouveaux systèmes de détection. L.B. HUGHES et al (Hu 66) ont fait récemment une première étude des spectres gamma issus d'une cible de ^{139}La mais sans inclure les transitions de haute énergie dans le noyau formé ^{140}La. Au cours de notre travail, J.A. MORAGUES et al (Mo 69) nous ont transmis leurs résultats sur la réaction ^{138}Ba(n, γ)^{139}Ba. Bien que leur détecteur soit de faible volume ($V \simeq 9\,cm^3$), entraînant un faible taux de comptage, ils arrivent à mettre en évidence un processus de capture directe dans le mécanisme de cette réaction.

En ce qui concerne ^{140}La, deux études (Ag 64, Bu 65) de désintégration β^- de ^{140}Ba permettent d'obtenir des informations sur cinq niveaux d'excitation à basse énergie : $29,6(2^-)$; $43(1^-)$; $162(2^-)$; $466(1^-)$ et $580(0^-)$ keV mais il est possible qu'on arrive à exciter d'autres niveaux dans cette même bande d'énergie par capture radiative de neutrons.

Nous nous sommes intéressés à l'étude du niveau métastable à $E^* = 2083$ keV dans ^{140}Ce, peuplé par désintégration β^- de ^{140}La (fig 23); cette source est obtenue par capture de neutrons dans ^{139}La. Par coïncidences $\beta^- - \gamma$, la durée de vie de cet état est trouvée égale à $\tau = 4,97$ ns par W.M. CURRIE (Cu 62) et d'autres auteurs (Ka 63, Ko 63, Sc 64, Le 65) en ont également éva-

lué le rapport gyromagnétique. La longue durée de vie de ce niveau qui entraîne une transition E2 très atténuée s'explique par un effet de corrélations de paires de nucléons dans un noyau à couche fermée (N = 82). Il semble donc qu'outre les configurations proton-neutron comme dans ^{140}La, il soit nécessaire de tenir compte des configurations proton-proton dans cette région de masse ; l'excitation des protons apparaît aussi bien dans les noyaux pair-impair (^{141}Ce) que dans les noyaux pair-pair (^{140}Ce).

La recherche des états de protons et de neutrons (ou de trous) dans les deux régions nucléaires N = 50 et N = 82 constitue le meilleur moyen de tester la validité des descriptions issues du modèle simple en couches. Nous allons maintenant voir celles qui semblent les plus appropriées dans ce domaine.

- DESCRIPTION THEORIQUE

De nombreux travaux ont déjà montré que les propriétés nucléaires subissent de fortes discontinuités lorsque le nombre de nucléons correspond à certains nombres appelés magiques. Dans ces régions, le modèle nucléaire à particules indépendantes s'applique bien ; loin de ces régions, il faut faire appel à des modèles du type collectif pour les transitions à basse énergie.

Dans la région intermédiaire, lorsqu'on s'éloigne de la zone des nombres magiques, des théories se développent en vue d'étendre le champ d'application du modèle à particules indépendantes (Bl 68). Le modèle des couches est complété par l'introduction d'un traitement des interactions résiduelles, tenant compte du mélange des configurations : ceci joue un rôle de plus en plus important quand l'énergie augmente et c'est précisément le cas dans nos expériences de capture radiative puisqu'on atteint pour les états liés des énergies d'excitation de plus de 5 MeV. Mais il est important de bien se rendre compte que les résultats observés ne dépendent pas seulement de la structure du noyau résiduel mais aussi du processus utilisé pour le produire.

Prenons par exemple une couche complète de nucléons et considérons les différentes façons de produire le même noyau final :

- diffusion inélastique. L'effet du premier ordre sera d'exciter un nucléon du coeur et de produire un état à une particule-un trou. Dans ce cas, la particule et le trou peuvent être n'importe lequel des états du modèle des couches.

- stripping d'un nucléon. Dans les réactions (d, p) ou (^{3}He, d) que nous avons mentionnées précédemment, nous devons partir d'un noyau cible ayant un neutron ou un proton en moins pour aboutir au même noyau final que dans la diffusion inélastique. Le noyau cible aura donc dans son état fondamental un état de trou bien déterminé ; la réaction de stripping va produire un nouvel état à 1 particule-1 trou du noyau résiduel. L'état de particule pourra être quelconque mais l'état de trou sera bien déterminé. Nos expériences de capture radiative de protons et de neutrons se placent dans ce cas de structure nucléaire.

- capture d'un nucléon du noyau

Nous partons alors avec un noyau cible contenant un nucléon supplémentaire, c'est-à-dire une particule dans un état bien déterminé. La réaction va produire un état à 1 particule-1 trou du noyau résiduel dans lequel la particule est dans un état bien déterminé.

L'idée essentielle dans l'application du modèle des couches est l'existence d'une hiérarchie des configurations du modèle des couches, c'est-à-dire l'idée que certaines configurations sont plus importantes que d'autres qui peuvent être omises jusqu'à une certaine énergie d'excitation. L'hamiltonien total est la somme de deux termes : l'un correspondant au modèle extrême d'un nucléon subissant l'interaction d'un coeur de nucléons et l'autre correspondant à l'interaction entre ce nucléon et un ou plusieurs nucléons voisins. Le second terme doit cependant être très faible devant le premier pour conserver l'image principale donnée par cette description. Ce modèle qui s'applique naturellement bien au cas de l'atome arrive à expliquer un grand nombre de caractéristiques nucléaires. Pourtant, dans le noyau il ne devrait pas y avoir un coeur attractif privilégié puisque ses constituants sont très semblables (à la charge électrique près)

On essaie de justifier ce phénomène en remarquant que le principe d'exclusion de PAULI et les nombreuses règles de sélection conduisent au même résultat : c'est-à-dire à former un ensemble de nucléons qui ne participe pas à l'interaction nucléaire et qui, de ce fait, se comporte comme un coeur stable.

Nous exposons ici l'essentiel de quelques descriptions du noyau atomique dérivant du modèle nucléaire à particules indépendantes. Nous rappelons d'abord brièvement les bases du modèle initial afin de voir quelle sorte d'amélioration a été apportée par les nouvelles théories.

a) Le modèle en couches

On admet que chaque nucléon se comporte dans le noyau comme une particule indépendante soumise à un potentiel moyen statique, qui représente l'action de tous les autres nucléons sur celui-ci. En premier lieu, on peut considérer naturellement que ce potentiel est à symétrie sphérique $V = V(\vec{r_i})$, i étant le nucléon indépendant.

L'équation de SCHRÖDINGER totale du noyau se sépare alors en équations individuelles, décrivant le mouvement de chaque nucléon i .

$$\left[- \frac{\hbar^2}{2m} \Delta i + V(\vec{r_i}) \right] \Psi(\vec{r_i}) = E_i \Psi(\vec{r_i})$$

On sait par ailleurs que les forces nucléaires sont à très court rayon d'action (de l'ordre de 10^{-13} cm) ; il est alors raisonnable de penser que $V(\vec{r_i})$ varie comme la densité nucléaire.

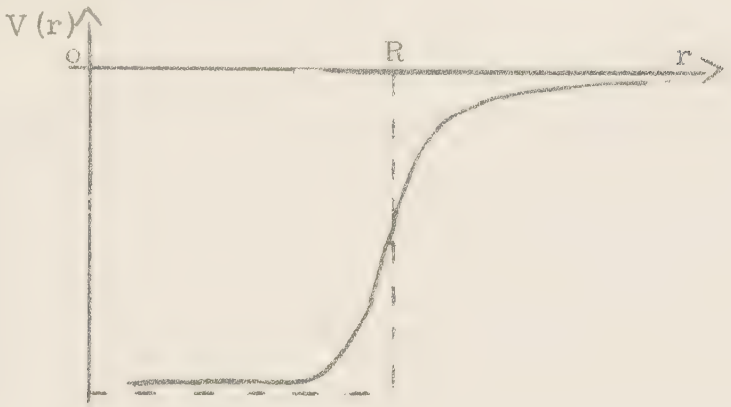
L'étude de la diffusion des nucléons par les noyaux montre que la densité nucléaire varie avec la distance et on peut raisonnablement admettre que la densité des neutrons et des protons varie selon la même loi. L'une des représentations phénoménologiques de cette fonction est le potentiel de Saxon-Woods :

$$V(r) = -V_o \left[1 + \exp (r - R)/a \right]^{-1}$$

où : R est le rayon nucléaire

a, un paramètre valant environ 0,5 fm

r, la distance par rapport au centre



Cependant cette forme de potentiel conduit à des calculs trop compliqués et sans doute non justifiés, vues toutes les approximations faites dans la description par modèles : aussi, on utilise des formes plus simples qui permettent de faire des calculs sur ordinateurs.

Des formes carrée et parabolique donnent un premier accord sur la succession des niveaux d'énergie : les états autorisés correspondent à la suite des solutions de l'équation d'onde radiale dans la résolution de l'équation de SCHRÖDINGER.

Chaque état ainsi déterminé, avec un moment angulaire orbital l est dégénéré par rapport au moment angulaire magnétique m car ce nombre n'apparaît pas dans l'équation d'onde radiale. Ainsi pour chaque état de l donné, en tenant compte du spin intrinsèque du nucléon et si l'énergie est indépendante de l'orientation dans l'espace de ce spin, il peut y avoir $2(2l + 1)$ nucléons identiques.

Pour que la suite des états d'énergie s'accorde avec les nombres magiques trouvés expérimentalement, il est nécessaire de tenir compte du couplage entre le moment angulaire orbital l et le spin s du nucléon : ceci conduit à un dédoublement en énergie d'un état l en l'état $j = l - 1/2$ et l'état $j = l + 1/2$. Cette séparation en énergie augmente avec l et l'état $j = l + 1/2$ est plus lié que l'état $j = l - 1/2$.

En l'absence de couplage spin-orbite, l^2, l_z et s_z commutent avec l'hamiltonien et sont de bons nombres quantiques. Avec le couplage spin orbite, l^2 reste un bon nombre quantique mais il n'en est plus de même de l_z et s_z. Ils peuvent être remplacés par les bons nombres quantiques nouveaux qui sont le carré et la composante sur l'axe z du moment cinétique total $\vec{j} = \vec{l} + \vec{s}$, ce modèle explique remarquablement bien les nombres magiques et un certain nombre d'autres propriétés nucléaires. Dans notre travail, dans la région N = 50, les orbites des nucléons qui peuvent intervenir sont essentiellement $2p_{3/2}$, $1f_{5/2}$ $2p_{1/2}$, $1g_{9/2}$, $2d_{5/2}$ et $2d_{3/2}$; dans la région N = 82, ce sont les orbites $2f_{7/2}$, $2f_{5/2}$, $3p_{3/2}$ et $3p_{1/2}$.

Nous allons maintenant examiner les méthodes théoriques qui cherchent à améliorer cette description et en particulier l'interaction effective nucléon-nucléon. Nous exposerons un peu plus en détail le modèle à quasi-particules.

b) L'interaction effective nucléon-nucléon

L'interaction résiduelle des nucléons à l'extérieur des couches fermées d'un noyau atomique est mal connue. Il n'y a pas de raisons à priori pour que les mêmes paramètres de force soient valables pour cette interaction et celle entre nucléons libres. On considère alors que les couches fermées en protons et en neutrons forment un coeur inerte qui donne naissance à un champ central dans lequel se meuvent les nucléons extérieurs.

Pour l'étude des noyaux auxquels nous nous intéressons, on suppose que la sous-couche à Z = 38 forme un coeur fermé en protons. Quant aux neutrons dont le nombre varie ici entre 48 et 51, il est bien établi que la couche

correspondant à N = 50 est fermée en neutrons.

KIM(Ki 63a) calcule les niveaux de basse énergie dans ^{90}Y (noyau impair-impair) en utilisant des forces centrale et tensorielle pour l'interaction résiduelle entre le proton impair et le neutron impair. Il admet que les 38 protons et les 50 neutrons forment le coeur inerte fermé. Il s'ensuit que les calculs sont simplifiés et la fonction d'onde est alors un nouveau vecteur dans le couplage j - j , produit de deux vecteurs d'onde représentant chacun le proton et le neutron périphérique.

$$| a\rangle = R_1(r_1)\, R_2(r_2) \; | j_1\, j_2 \; JM\rangle$$

où $R_1(r_1)\ R_2(r_2)$ est la partie radiale et $| j_1\ j_2\ JM\rangle$ la partie angulaire de la fonction d'onde.

L'hamiltonien qui décrit le noyau à basse énergie s'écrit alors :

$$H = H_1 + H_2 + V_{12}$$

où H_1 et H_2 sont les hamiltoniens du modèle à particule indépendante pour les particules 1 et 2 respectivement et V_{12} est l'interaction à deux corps entre les particules 1 et 2 .

Ceci implique que :

$$H_i \, | a\rangle = \varepsilon_o^i \, | a\rangle$$

où i = 1 ou 2

ε_o^i est l'énergie dans le modèle à particule indépendante du nucléon i . En première approximation, les énergies des niveaux sont données par la sommation des énergies des niveaux à un proton et à un neutron ; celles-ci

sont extraites des schémas de niveaux des noyaux voisins.

Le terme V_{12} lève la dégénérescence sur les états J formés par le couplage $j_1 + j_2$ et est représenté ici par un potentiel phénoménologique de type gaussien. D'après les calculs de KIM, le mélange de configuration n'est pas très important pour la plupart des niveaux observés ; il reste cependant que les résultats expérimentaux ne sont pas assez abondants pour dire si la force résiduelle adoptée rend compte de toutes les caractéristiques. Citons par exemple, l'écart théorique en énergie des doublets qui est de 29 keV pour le doublet $(p_{1/2}, d_{5/2})$ alors que la valeur expérimentale est de 201 keV.

N. AUERBACH et I. TALMI (Au 65) analysent dans le modèle en couches l'interaction entre les protons dans les orbites $2p_{1/2}$ et $1g_{9/2}$. Les éléments de matrice de l'interaction effective reproduisent correctement les énergies de liaison et la position des états excités dans ^{90}Zr, ^{91}Nb, ^{92}Mo et ^{93}Tc. L'interaction d'un neutron $2d_{5/2}$ avec les protons $2p_{1/2}$ et $1g_{9/2}$ est obtenue à partir des niveaux connus de ^{90}Y et ^{92}Nb et elle est ensuite utilisée pour calculer les spectres des noyaux avec les protons dans les couches $2p_{1/2}$, $1g_{9/2}$ et les neutrons dans l'orbite $2d_{5/2}$. Mais il apparaît que là encore les résultats expérimentaux sont insuffisants pour trouver le domaine de validité de cette description.

Le spectre de ^{90}Y a été étudié théoriquement par M. BOUTEN, M. DEMEUR et H. POLLAK (Bo 61) en se limitant à une interaction de contact. Le potentiel résiduel entre les nucléons est pris de la forme :

$$V = 4\pi Vo \left[1 - \alpha + \alpha \vec{\sigma_1} \vec{\sigma_2} \right] \delta_{12} (\vec{r_1} - \vec{r_2})$$

où Vo est la profondeur du puits

α la valeur de l'amplitude de l'interaction

$\vec{\sigma_1}$ et $\vec{\sigma_2}$ les vecteurs de spin intrinsèque

δ_{12} le symbole de Krönecker

$\vec{r}_1$ et $\vec{r}_2$ les distances de chaque nucléon par rapport à l'origine des coordonnées.

L'ordre des niveaux de basse énergie est bien rendu par les configurations p1/2 d5/2, p1/2 s1/2 et g9/2 d5/2 mais l'usage d'une interaction de contact ne permet pas de fixer avec précision les écartements. D'une manière générale, l'ordre des niveaux est peu sensible au choix des paramètres et en particulier le doublet de la configuration p1/2 s1/2 se présente toujours dans l'ordre 0^-, 1^-.

La position expérimentale du niveau isomérique $J^\pi = 7^+$ ($E^* = 690$ keV) par rapport au niveau 2^+ de la même configuration g9/2 d5/2 permet de préciser la valeur de α à une limite inférieure égale à 0,14.

J. VERVIER (Ve 66) détermine les interactions effectives nucléon-nucléon et les valeurs effectives des moments quadrupolaires électriques et dipolaires magnétiques à partir des résultats expérimentaux dans les isobares A = 92, l'énergie d'interaction entre les nucléons d'une configuration est déduite des niveaux d'énergie dans les noyaux voisins. Cette méthode rend compte d'une façon satisfaisante des propriétés des isotopes de Nb, Mo et Tc telles que l'énergie des niveaux d'excitation, les facteurs spectroscopiques, des moments quadrupolaires et dipolaires et des probabilités de transition E2 et M1 Tous ces noyaux présentent dans notre travail un intérêt particulier, car ils se situent dans la région N = 50. Les énergies de niveaux dans les isotopes de Y et Zr se calculent alors en supposant que les protons et les neutrons au-delà de Z = 38 et N = 50 sont respectivement sur les orbites $\pi p_{1/2}$, $\pi g_{9/2}$ et $\nu d_{5/2}$ (où π correspond aux protons et ν aux neutrons). Pour ces configurations, l'interaction effective proton-neutron $(\pi g_{9/2})(\nu d_{5/2})$ est déduite du spectre expérimental de ^{92}Nb et l'interaction effective proton-proton dans les orbites $\pi p_{1/2}$ et $\pi g_{9/2}$ est déterminée dans les noyaux à N = 50 et $39 \leq Z \leq 43$. L'étude du noyau ^{90}Y est alors très utile car elle donne la mesure de l'interaction effective proton-neutron dans la configuration $(\pi p_{1/2})(\nu d_{5/2})$ comme nous

le verrons dans le chapitre III.

Un autre élément dans la description par interaction effective est la probabilité de transition E2 entre niveaux. Les fonctions d'onde données par le modèle en couche décrivent un grand nombre de caractéristiques, mais les transitions E2 expérimentales sont en général accélérées. Pour simuler un tel phénomène, on prend les opérateurs de transition effective E2 à partir du modèle en couches ; on remplace dans l'opérateur de transition E2 initial, la charge des nucléons par une charge effective. En particulier, la charge effective pour les protons dans l'orbite $1g_{9/2}$ est égale à :

$$é = 1,91 \times e$$

Dans ces calculs, on suppose que les orbites autres que ($\nu d_{5/2}$) n'interviennent pas et qui si elles interviennent les mélanges de configuration en neutrons sont représentés par les interactions effectives avec une bonne précision.

En fait, les quantités "effectives" obtenues dans ce traitement théorique sont intéressantes dans la mesure où elles rendent compte de la façon dont l'interaction nucléon-nucléon libre se transforme à l'intérieur du noyau.

c) Le modèle à quasi-particule

C'est une méthode d'HARTREE-FOCK généralisée qui fait intervenir dans la transformation canonique définissant l'opérateur de création d'une quasi-particule aussi bien les opérateurs de création de particules que les opérateurs d'annihilation. Il suffit de définir un vide en remplissant les couches de façon à avoir une énergie minimum et de classer ensuite les niveaux par rapport à ce vide.

L.S. KISSLINGER et R.A. SORENSEN (Ki 60) appliquent cette théorie à des noyaux ayant une couche fermée soit en protons, soit en neutrons.

L'interaction résiduelle utilisée se scinde en 2 parties : une force d'appariement et une force à longue portée. Les calculs sont faits pour différentes valeurs des 2 paramètres qui pondèrent ces forces et en utilisant les niveaux d'énergie à une particule tirés de l'expérience. La force d'appariement présente la plupart des caractéristiques d'une interaction à courte portée. Dans le cas des noyaux près des couches doublement fermées, il est admis qu'il n'y a pas de déformation statique et qu'on peut utiliser les fonctions sphériques comme base de calcul. Dans ces conditions la force d'appariement doit être plus grande que la force $P^{(2)}$ à longue portée puisqu'on aura une forme sphérique. On calcule d'abord les états d'excitation en utilisant la force d'appariement agissant entre les particules du modèle en couches. On suppose implicitement que l'excitation des particules du coeur nécessite des énergies grandes comparées aux excitations des particules à l'extérieur du coeur.

Dans un noyau A pair, le premier niveau 2^+ qui est de nature vibrationnelle est toujours inférieur en énergie au niveau d'énergie donné par l'excitation de 2 quasi-particules. Par contre, le 2ème niveau vibrationnel est toujours dans la région d'excitation de 2 quasi-particules.

Soient $|o\rangle$, $|j, m\rangle$, $|j, -m\rangle$ les fonctions d'onde propres dans le modèle en couches d'un état vide, et des états avec une particule de spin j et de composantes $z = m$ et $-m$.

On définit les opérateurs de création de quasi-particules par :

$$b^+_{jm} \, |o\rangle = |jm\rangle$$

$$b^+_{j\,-m} \, |o\rangle = |j\,-m\rangle = \; |jm\rangle$$

où $\tilde{c}$ est l'opérateur de renversement du temps.

Avec ces opérateurs, les premiers états des noyaux à une couche fermée sont les fonctions propres de l'hamiltonien :

$$H' = \sum_{jm} \varepsilon_j \, b^+_{jm} \, b_{jm} - \frac{1}{2} G \sum_{j j' m m'} b^+_{j'm'} \, b^+_{j'-m'} \, b_{j-m} \, b_{jm}$$

$$- \frac{1}{2} \chi \sum_{j_1 j_2 j'_1 j'_2} \langle j'_1 \; m'_1 \; j'_2 \; m'_2 \mid B^{(2)} \mid j_2 \; m_2 \; j_1 \; m_1 \rangle b^+_{j'_1 m'_1} \, b^+_{j'_2 m'_2}$$

$$m_1 m_2 m'_1 m'_2 \qquad\qquad b_{j_2 \; m_2} \, b_{j_1 \; m_1}$$

E_j est le niveau de particules j

G, le paramètre d'intensité de la force d'appariement

$B^{(2)}$, l'opérateur pour la force à longue portée $P^{(2)}$ avec le paramètre d'intensité χ

La solution du problème est simplifiée lorsqu'on introduit pour la partie d'appariement un système dans lequel le nombre de particules n'est pas conservé :

$$H = H' - \lambda N = H' - \lambda \sum b^+_{jm} \, b_{jm}$$

où λ est un potentiel introduit pour tenir compte de la contrainte suivante pour les solutions des fonctions d'onde Ψ : $(\Psi \mid N \mid \Psi) = n$, c'est-à-dire le nombre de particules.

On considère que les particules en dehors d'une couche fermée ne sont pas confinées sur les états individuels du modèle en couches, mais qu'elles sont réparties sur un certain nombre de niveaux au voisinage d'une certaine valeur d'énergie λ. Ce domaine d'énergie peut s'étendre sur une largeur de l'ordre de 2 Δ, l'énergie de liaison d'une paire de nucléons qui de plus se combinent suivant des paires conjuguées $\mid jm, \; j - m \rangle$ pour donner un moment angulaire nul et pour former une configuration sphérique dans son ensemble.

V_j^2 est la probabilité pour que la paire $\mid jm, \; j - m \rangle$ soit occupée et U_j^2 est la probabilité pour qu'elle ne soit pas occupée.

On doit bien sûr avoir :

$$V_j^2 + U_j^2 = 1$$

Ainsi dans l'état fondamental d'un noyau pair, tous les états possibles sont partiellement occupés, par paire, avec une probabilité V_j^2. Comme chaque niveau j contient 2j + 1 états "m", le nombre total de particules sera donné par :

$$n = \sum_j \frac{1}{2} (2j + 1) V_j^2$$

Les opérateurs de création et d'annihilation de quasi-particules s'expriment en fonction des opérateurs correspondants pour des particules :

$$\alpha_{jm} = U_j b_{jm} - V_j b_{j-m}^+$$

$$\beta_{jm} = U_j b_{j-m} + V_j b_{jm}^+$$

Une quasi-particule correspond ainsi à une combinaison linéaire des opérateurs de création d'une particule et d'un trou dans le modèle en couches.

Quand une énergie supérieure à 2Δ mais inférieure à 4Δ est disponible, l'appariement entre 2 particules est rompu et il y a une redistribution des particules dans les états possibles. On a alors affaire à une excitation de deux quasi-particules.

Pour calculer le spectre en énergie, il faut trouver les solutions de l'hamiltonien d'interaction pour les valeurs de paramètres G et χ.

L'énergie d'une quasi-particule de moment angulaire j est donnée par l'expression :

$$E_j = \left[(\varepsilon_j - \lambda)^2 + \Delta^2 \right]^{1/2}$$

Comme les quasi-particules n'ont pas d'interaction entre elles (sauf pour la force quadrupolaire qui est traitée comme une perturbation), le spectre en énergie pour une, deux ou trois quasi-particules s'écrit :

$$E_{j_1}\ ,\ E_{j_1} + E_{j_2}\ ,\ E_{j_1} + E_{j_2} + E_{j_3}\ ,\ \cdots$$

Dans ces expressions :

$\mathcal{E}_j$ est l'énergie dans le modèle à particule indépendante

λ est l'énergie du niveau de FERMI

$2\,\Delta$ est l'énergie de liaison d'une paire de nucléons

A partir de ces paramètres, on peut calculer les deux probabilités U_j^2 et V_j^2 :

$$U_j^2 = \frac{1}{2}\left[1 + \frac{\mathcal{E}_j - \lambda}{\left[(\mathcal{E}_j - \lambda)^2 + \Delta^2\right]^{1/2}}\right]$$

$$V_j^2 = \frac{1}{2}\left[1 - \frac{\mathcal{E}_j - \lambda}{\left[(\mathcal{E}_j - \lambda)^2 + \Delta^2\right]^{1/2}}\right]$$

Le problème se ramène alors à la détermination des paramètres λ et Δ Pour cela, il faut résoudre simultanément les équations suivantes.

$$\frac{G}{2}\sum_j \frac{\Omega_j}{\left[(\mathcal{E}_j - \lambda)^2 + \Delta^2\right]^{1/2}} = 1$$

$$\sum_j \Omega_j \left[1 - \frac{\mathcal{E}_j - \lambda}{\left[(\mathcal{E}_j - \lambda)^2 + \Delta^2\right]^{1/2}}\right] = n$$

Ω_j est le nombre de paires dégénérées du type j , soit $\Omega_j = j + \frac{1}{2}$. De plus, on a l'égalité suivante : $\Delta = G \sum_j \Omega_j\ U_j\ V_j$, et on utilise les mêmes valeurs de λ et de Δ pour les états excités que pour l'état fondamental.

Les deux paramètres G et χ dépendent de A. G varie approximativement comme A^{-1}, la valeur 19 A^{-1} MeV étant la meilleure pour les régions de N = 82 au Pb. Par contre la valeur correspondante χ varie comme $A^{-7/3}$.

On définit une nouvelle quantité X par :

$$X = \chi \frac{5}{4} \langle j \mid r^2 \mid j \rangle^2 u = \chi \frac{5}{4\hbar} \left(\frac{\hbar}{M\omega_o}\right)^2 (n + \frac{3}{2})^2$$

où M est la masse du nucléon

$$\hbar\omega_o = 41\ A^{-1/3}\ \text{MeV}$$

n est le nombre total des quanta de l'oscillateur harmonique associé à la plupart des états à une particule de la région étudiée, c'est-à-dire n = 3 pour N = 28 et 50, n = 4 pour Sn et la région N = 82, et n = 5 pour le plomb. Pour les calculs, X est considéré comme une constante dans chaque région et c'est $\hbar\omega_o$ qui est défini dans chaque région en termes représentatifs de A.

Dans ces conditions, X varie suivant la relation :

$$X = 110\ A^{-1}$$

D'autres calculs sont développés d'après le modèle à quasi-particule par V. GILLET et al (Gi 67) et appliqués avec succès à des noyaux ayant une seule couche fermée ; ce modèle avait déjà été utilisé (Ki 63b) pour la description de tous les noyaux sphériques compris entre le nickel et le plomb.

Le remplissage partiel des états près du niveau de FERMI est une des conséquences les plus importantes de la force d'appariement ; il a pour effet de modifier les moments électromagnétiques nucléaires et de la même manière les probabilités de transitions gamma.

Par exemple, le moment magnétique d'une quasi-particule $|\,jm\rangle$ est celui d'une particule $|\,jm\rangle$ avec la probabilité U_j^2 plus celui d'un trou $|\,j\ -\ m\rangle$ avec la probabilité V_j^2. Mais comme les moments magnétiques d'un trou et d'une particule sont équivalents, le moment magnétique nucléaire d'un état dû à la quasi-particule $|\,jm\rangle$ est identique à celui dû à une particule $|\,jm\rangle$ puisque $U_j^2 + V_j^2 = 1$. Dans le cas des moments quadrupolaires électriques, le signe du nombre quantique "m" n'importe pas et ainsi le trou $|\,j\ -\ m\rangle$ peut tendre à faire diminuer la charge électrique de la particule $|\,jm\rangle$. En particulier si $U_j^2 = V_j^2$, il y a élimination totale et il n'y a pas de moment quadrupolaire associé à la quasi-particule. Dans ces conditions la transition due à une quasi-particule d'un état j à un état j' dépend du taux de recouvrement des fonctions d'onde de la particule et du trou dans chacune des régions j et j'. C'est ce phénomène qui rend compte des écarts des probabilités de transitions par rapport aux prévisions du modèle en couches classique.

Si on appelle $\tau_{i\to f}(s.p)$, la durée de vie de l'état à particule indépendante, la probabilité de transition à partir d'un état de quasi-particule s'écrit :

$$\frac{1}{\tau_{i\to f}} = D_{fi}\ \frac{1}{\tau_{i\to f}(s.p)}$$

Le facteur d'atténuation D_{fi} est fonction des paramètres déjà définis. Pour une transition magnétique de multipolarité 2^L :

$$D_{fi}(ML) = \frac{1}{2}\left\{1 + \frac{(\mathcal{E}_f-\lambda)\ (\mathcal{E}_i-\lambda)}{\left[(\mathcal{E}_f-\lambda)^2+\Delta^2\right]^{1/2}\left[(\mathcal{E}_i-\lambda)^2+\Delta^2\right]^{1/2}} + \left[\left(1-\frac{(\mathcal{E}_f-\lambda)^2}{(\mathcal{E}_f-\lambda)^2+\Delta^2}\right)\left(1-\frac{(\mathcal{E}_i-\lambda)^2}{(\mathcal{E}_i-\lambda)^2+\Delta^2}\right)\right]^{1/2}\right\}$$

Pour une transition électrique de multipolarité 2^L :

$$D_{fi}(EL) = \frac{1}{2}\left\{1 + \frac{(\mathcal{E}_f - \lambda)\ (\mathcal{E}_i - \lambda)}{\left[(\mathcal{E}_f - \lambda)^2 + \Delta^2\right]^{1/2}\ \left[(\mathcal{E}_i - \lambda)^2 + \Delta^2\right]^{1/2}} - \left[\left(1 - \frac{(\mathcal{E}_f - \lambda)^2}{(\mathcal{E}_f - \lambda)^2 + \Delta^2}\right)\left(1 - \frac{(\mathcal{E}_i - \lambda)^2}{(\mathcal{E}_i - \lambda)^2 + \Delta^2}\right)\right]^{1/2}\right\}$$

Bien qu'il faille introduire les notions de charge effective des nucléons pour expliquer les taux de transitions électromagnétiques observés, ces modèles arrivent à reproduire correctement des caractéristiques du spectre en énergie. Par ailleurs, l'intensité des paramètres G et X de la force d'appariement et de la force à longue portée $P^{(2)}$ montre une dépendance en 1/A ce qui est en accord avec la nature volumique de ces forces d'interaction.

- PRESENTATION DE NOS EXPERIENCES

Les études de capture radiative, en physique nucléaire, contribuent d'une façon importante à notre connaissance de la structure nucléaire. En particulier, les mesures de capture radiative de neutrons thermiques conduisent à un très grand nombre de raies gamma et ceci dans un large domaine d'énergie. Le schéma de décroissance du noyau résultant est généralement complexe et beaucoup de niveaux d'excitation entrent en jeu jusqu'à des énergies d'excitation élevées. On peut en principe avec des expériences de ce type déterminer les énergies de séparation neutronique, les probabilités de transition relatives ou absolues des raies γ , les schémas des différentes transitions possibles ainsi que les caractéristiques intrinsèques des niveaux d'excitation. La forme des spectres γ est fonction des énergies, spins et parités des niveaux entre le niveau de capture et le niveau fondamental ; les probabilités de transitions γ sont fonction non seulement de l'énergie et de la multipolarité mais aussi des détails de la structure des niveaux et de la distribution statistique de PORTER-

THOMAS. Celle-ci est due à la distribution aléatoire des amplitudes pour les configurations qui contribuent à la formation d'un état de noyau composé. Les réactions que nous avons étudiées donnent naissance préférentiellement à des transitions gamma du type E1 . Or les expériences de VARTAPETIAN (Va 58) montrent que des noyaux ayant sensiblement même déformation et mêmes niveaux de rotation, ont des rayonnements E1 dont les probabilités de transition sont nettement différentes. Les transitions E1 sont ainsi plus sensibles aux forces de couplage, aux détails de la structure nucléaire ou à d'autres grandeurs que ne le sont les niveaux de rotation et les probabilités de transition M2 .

Les probabilités de transition E1 permettent de mettre en évidence des phénomènes d'ordre supérieur qui distinguent des noyaux pourtant voisins, les niveaux que nous étudierons sont le niveau de capture neutronique et un certain nombre de niveaux qui ont une probabilité suffisante d'être alimentés par transition directe.

L'étude de la structure nucléaire autour de N = 50 est complétée par des réactions de capture de protons de 4 MeV. Le test sur la validité des modèles sera ainsi étendu aux états de protons dont l'excitation sera ici favorisée par le mécanisme de réaction.

Le développement de nouvelles techniques expérimentales utilisant les diodes de germanium compensé au lithium a donné un net regain d'intérêt à toutes ces recherches; ces détecteurs permettent des mesures très précises d'énergie et aussi d'intensité de rayonnement. Ces résultats rendent possible la construction des schémas de transitions, en utilisant les règles de sommation en énergie et le bilan des intensités. Par contre, la technique des coïncidences est plus difficile à réaliser, compte tenu de la très faible efficacité des détecteurs à semi-conducteur.

Nous avons opéré avec cette technique l'étude du niveau excité à $E^* = 2083$ KeV dans ^{140}Ce en utilisant une méthode différentielle, c'est-à-dire d'analyse de corrélation angulaire en fonction du temps ; ceci nécessite des temps de résolution très courts (nous avons obtenu 1 n s) car les coïncidences fortuites

risquent de fausser fortement les résultats expérimentaux. Il existe des écarts de 30 pour cent parmi les valeurs antérieures des coefficients de la corrélation angulaire entre les photons de 329 keV et de 487 keV qui ont l'état $E^* = 2083$ keV comme étape intermédiaire. La structure de cet état métastable dans un noyau pair-pair et ayant $N = 82$ pourra être comparée avec celle que nous avons étudiée dans les noyaux voisins ayant $N = 83$; dans le premier cas, les configurations proton-proton sont seulement mises en jeu alors que dans le second cas, il faut faire intervenir le neutron célibataire qui se trouve hors de la couche magique.

D'une manière complémentaire aux études de réactions nucléaires dont nous avons parlé précédemment, notre travail devrait contribuer à préciser les caractéristiques des noyaux autour des nombres magiques $N = 50$ et $N = 82$. Nous verrons que les potentiels qu'on introduit dans le calcul des spectres d'excitation nucléaire nécessitent la connaissance d'un grand nombre de niveaux pour choisir les meilleurs paramètres possibles ; les amplitudes de ces paramètres définissent l'ordre de niveaux ainsi que la nature des forces nucléaires les mieux adaptées lorsqu'on s'intéresse à la structure de plusieurs noyaux dans une même région de masse.

Avant d'exposer ces résultats nous allons décrire dans le chapitre suivant les montages expérimentaux que nous avons réalisés.

CHAPITRE II

DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX

Nous examinerons successivement les appareillages utilisés dans les expériences de capture radiative de neutrons thermiques, de protons de 4 MeV et dans les mesures de corrélation angulaire et de durée de vie nucléaire à partir d'une source radioactive.

- EXPERIENCES DE CAPTURE RADIATIVE DE NEUTRONS

Nos expériences de capture radiative de neutrons thermiques ont été effectuées auprès de la pile EL3 à Saclay. Nous décrivons d'abord l'installation du canal de sortie des neutrons et le système de protection. Puis, après avoir étudié les caractéristiques des détecteurs de neutrons et de rayonnements gamma, nous analyserons les performances obtenues.

1 - Monochromateur à neutrons thermiques et protection

L'ensemble monochromateur (Ca 64) comporte un goniomètre sur lequel est monté un cristal de plomb opérant par réflexion sur le plan 111.

La figure 2 représente la disposition schématique de l'appareillage. Le goniomètre permet d'effectuer plusieurs déplacements :

a) une rotation autour d'un axe vertical, centré par rapport au canal direct de la pile,

b) un basculement autour d'un axe perpendiculaire à l'axe de rotation précédent,

c) une translation dans le plan vertical,

d) deux translations perpendiculaires dans le plan horizontal.

Afin d'obtenir dans la raie réfléchie un flux important, l'angle de diffraction choisi est $\theta = 12°$, ce qui correspond à une énergie $En = 0,058$ eV.

Le canal de sortie du faisceau réfléchi, à travers la protection D, est défini géométriquement, compte tenu du choix de l'angle de BRAGG. Le goniomètre est disposé de telle façon qu'un détecteur à BF_3, placé dans le faisceau réfléchi, donne un taux de comptage maximum.

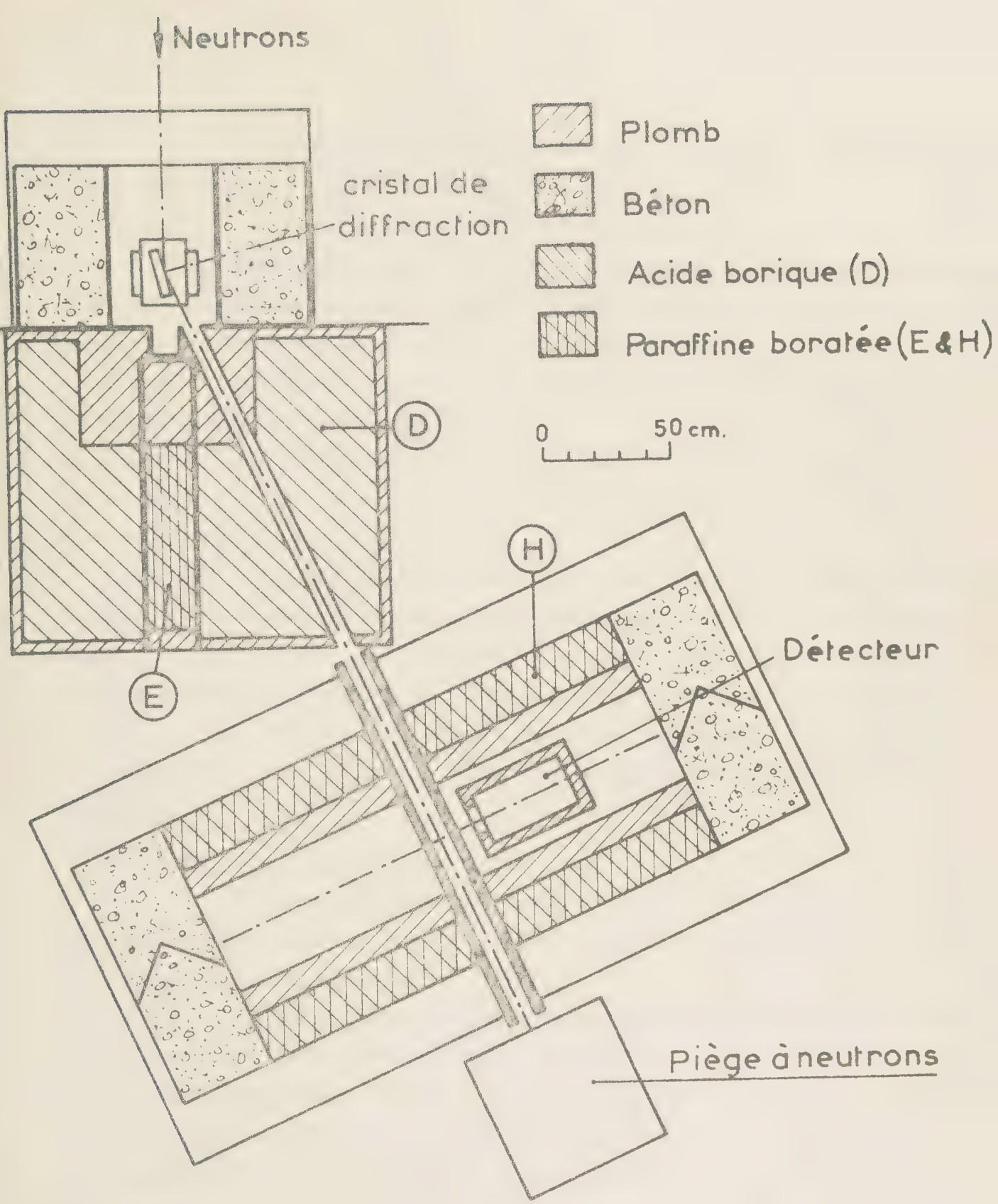


Fig. 2 : Schéma de l'installation

Une mesure du flux neutronique, par activation d'une feuille d'or mince, donne une valeur de l'ordre de $2,5 \times 10^6$ cm^{-2} s^{-1}.

La protection comprend 3 parties :

- la partie B réduit au maximum la diffusion incohérente des neutrons thermiques et les contaminations en rayons gamma et en neutrons rapides par les bords de la protection D, en contact avec la face du réacteur.
- la partie D est une collimation des canaux de sortie ; comme protection contre les neutrons, nous avons utilisé de l'acide borique dont l'effet sur les neutrons est pratiquement identique à celui de la paraffine boratée et dont la manipulation est plus aisée, surtout quand on veut obtenir une protection homogène dans un volume important.
- la partie F constitue la protection des détecteurs, assurée, latéralement et en dessous, par des murs de paraffine boratée et de plomb. Les portes d'accès aux détecteurs sont en béton lourd (d = 3,5). Le faisceau réfléchi passe à travers la partie F dans une collimation en LiH qui absorbe 99 °/₀ des neutrons diffusés.

Dans ces conditions, le rapport signal sur bruit mesuré dans l'étude de la réaction $^{199}Hg(n,\gamma)^{200}Hg$ avec un détecteur à scintillation est de 50 environ.

2 - Détection des neutrons

Pour effectuer des mesures absolues sur les intensités de rayonnements gamma émis par capture neutronique, il est nécessaire d'évaluer le flux de neutrons thermiques.

Dans le faisceau incident nous disposons d'un compteur BF3 dont le spectre en énergie est représenté dans la figure 3. On observe dans ce spectre un certain nombre de raies. Le pic le plus intense correspond à la réaction $^{10}B(n,\alpha)^{7}Li$: l'énergie dissipée par l'ensemble des deux noyaux de ^{7}Li et ^{4}He émis dans cette réaction est de 2,31 MeV (Le 64). Le pic moins intense et situé plus haut en énergie correspond à la réaction $^{10}B(n,\alpha)^{7}Li$ qui dissipe une énergie de 2,79 MeV dans le compteur (l'énergie d'excitation du premier niveau

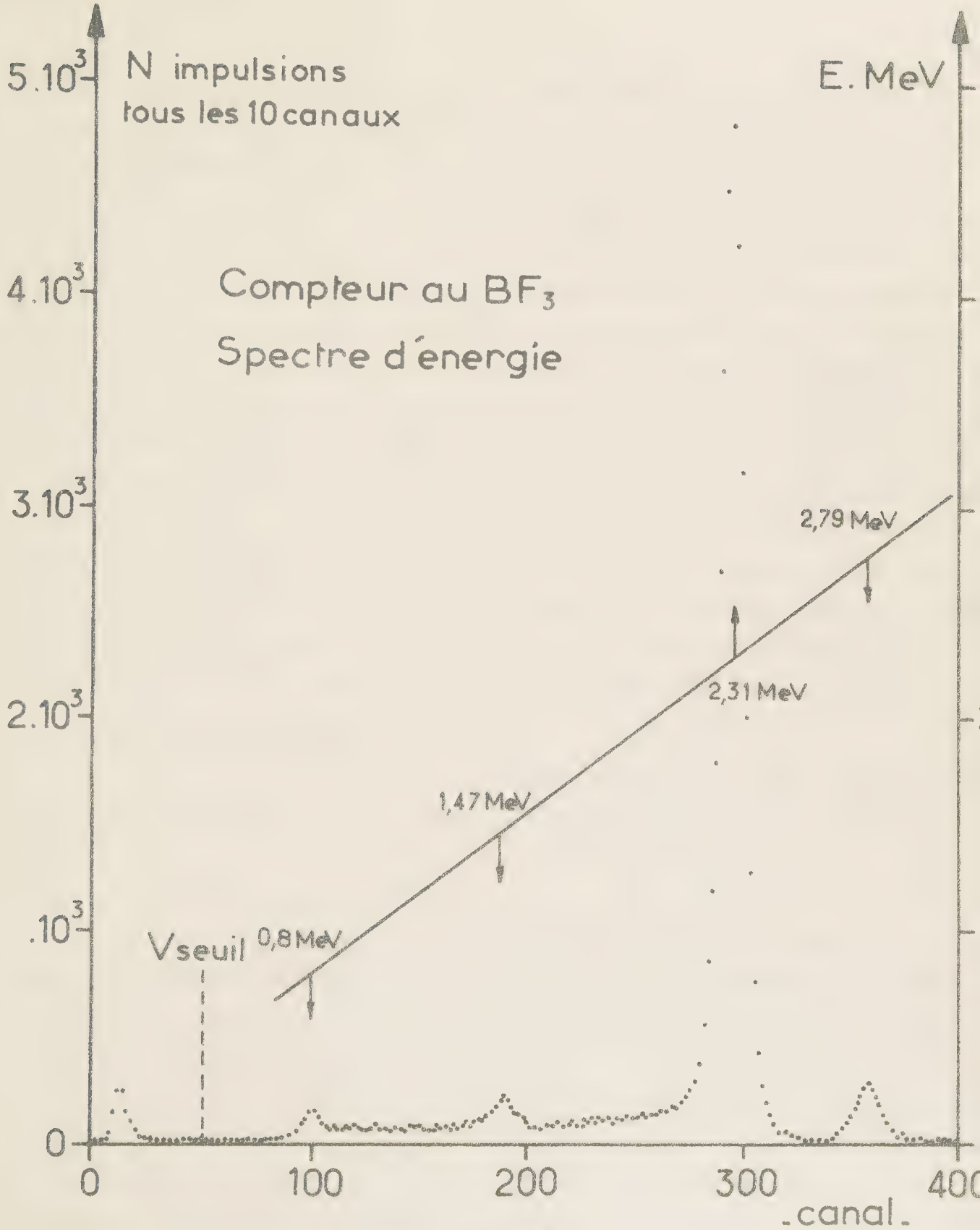

N impulsions
tous les 10 canaux
E. MeV
5.10³
4.10³
3.10³
2.10³
.10³
0
Compteur au BF₃
Spectre d'énergie
2,79 MeV
2,31 MeV
1,47 MeV
0,8 MeV
Vseuil
0
100
200
300
400
.canal.

fig: 3.

de ^{7}Li est de 480 keV). A partir de ces deux points, on étalonne en énergie le sélecteur multicanal. En déterminant ainsi l'énergie des deux pics supplémentaires qui apparaissent dans le spectre à E = 1,47 MeV et 0,8 MeV, on cherche à expliquer leur provenance. Dans le cas de la réaction $^{10}B(n,\alpha)^{7}Li$ l'énergie de la particule α est de 1,47 MeV et l'énergie du noyau ^{7}Li est de 0,84 MeV. Or on constate que cette réaction est bien prépondérante dans la détection des neutrons thermiques. L'existence de ces pics se justifie par les effets de bord dans le compteur : dans le premier cas, la particule α est émise vers l'intérieur et le noyau de ^{7}Li vers l'extérieur alors que dans le second cas, c'est l'inverse qui se produit; l'ionisation dans le compteur n'est provoquée chaque fois que par un seul des noyaux ^{4}He ou ^{7}Li. La petite différence entre E = 0,84 MeV calculée et E = 0,8 MeV observée provient d'une non-linéarité du détecteur à basse énergie : les particules α peuvent capter des électrons le long de leur parcours et perdre ainsi leur charge initiale ce qui modifie leur pouvoir d'ionisation à bass énergie. Pour éviter des fluctuations d'efficacité de détection dues à des fluctuations de gain, le seuil de détection est placé à l'endroit indiqué sur la figure 3.

3 - Détection des photons

Nous ferons un bref rappel du principe de détection dans les détecteurs solides Ge (Li), et nous étudierons les caractéristiques des détecteur utilisés.

a) le détecteur au Ge (Li)

Il se compose d'un cristal de germanium intrinsèque dans lequel on diffuse du lithium. Il est ensuite placé entre deux électrodes reliées à une source de tension par l'intermédiaire d'une résistance de charge R. Sous l'action du champ électrique intense qui règne dans la zone sensible du détecteur, les porteurs mobiles qui sont libérés par le passage d'un rayonnement se dirigent selon leur nature vers l'une ou l'autre de ces électrodes. Les charges électriques créent aux bornes de R une impulsion de tension dont l'amplitude est en principe proportionnelle à l'énergie perdue par le rayonnement nucléaire. Il faut noter que

dans les expériences que nous avons réalisées, les trois modes de perte d'énergie pour le rayonnement électromagnétique interviennent : effet photoélectrique, effet Compton, effet de création de paires électron-positron. Pour avoir une efficacité de détection élevée, il est nécessaire de réaliser des détecteurs de gros volume. Le lithium sert à compenser les impuretés dans le monocristal initial de germanium ; c'est un élément qui présente l'avantage d'avoir une faible énergie d'ionisation (0,033 eV) et, une fois ionisé, d'avoir une grande mobilité de migration.

Il faut remarquer que cette grande mobilité peut devenir gênante car elle augmente très vite avec la température et elle détériore alors les caractéristiques du détecteur. Le refroidissement à la température de l'azote liquide permet de remédier à cet inconvénient mais rend plus complexe le montage pratique. Des détecteurs dépassant des volumes utiles de 100 cm^3 sont réalisés actuellement suivant une structure coaxiale; l'efficacité de détection est accrue, mais aussi les fluctuations des temps de collection de charge. Cependant, les détecteurs à section circulaire arrivent à donner des temps de montée suffisamment courts pour permettre l'emploi de la méthode des coïncidences rapides.

Ces détecteurs fonctionnent habituellement en régime de chambre d'ionisation et, de ce fait, délivrent des impulsions de faible amplitude ; aussi est-il nécessaire d'associer au compteur un amplificateur à grand gain et à très faible bruit. L'utilisation de transistors à effet de champ dans l'étage d'entrée permet pratiquement d'éliminer la contribution du préamplificateur à l'élargissement des raies spectrales.

b) caractéristiques de nos détecteurs

Dans nos expériences ; nous avons utilisé trois détecteurs de dimensions croissantes, en suivant l'évolution de techniques de fabrication au cours de ces dernières années.

Le premier détecteur, du type planaire, est utilisé dans l'expérience avec le rubidium. Son volume utile est de 7cm^3 et la résolution en énergie de l'ensemble est de 6 keV à 1,33 MeV(^{60}Co). Le second, de type coaxial et de section trapézoïdale, est utilisé dans les expériences avec l'yttrium et le strontium.

Son volume utile est de 40 cm^3 et la profondeur de compensation en lithium est d'environ 8 mm. La résolution en énergie de l'ensemble du spectromètre (détecteur + électronique + enregistreur) mesurée pour la raie d'énergie 1, 33 MeV émise par une source de cobalt 60 est de 7 keV.

Le troisième détecteur, du type coaxial, est utilisé dans les expériences avec le baryum, le lanthane et le cérium. Son volume utile est de 120 cm^3 et sa capacité électrique sous une polarisation de 1200 volts est peu élevée (C = 88 pF). La résolution en énergie varie de 6, 8 keV pour 1, 3 MeV à 12 keV pour 6, 5 MeV . Grâce à son efficacité de détection, cette diode nous a permis en particulier de réaliser rapidement les expériences de capture radiative sur une cible isotopiquement enrichie de baryum.

4 - Traitement des informations

La figure (4) représente le schéma de l'installation et du montage électronique. A la sortie du préamplificateur de charge, les impulsions sont envoyées dans un amplificateur linéaire ayant une bande passante de 2 MHZ. Les constantes de temps d'intégration et de différenciation sont ajustées pour avoir le meilleur rapport signal sur bruit. Les valeurs que nous utilisons sont :

$$\tau_{int} = 10^{-6} \text{ sec} \quad : \quad \tau_{dif} = 3 \times 10^{-6} \text{ sec}$$

Les impulsions sont ensuite analysées par un convertisseur d'analogique en numérique, à 4096 canaux et classées dans le bloc mémoire sélecteur d'amplitude multicanal. Pour faire des enregistrements de longue durée (quelques jours) nous avons utilisé des stabilisateurs de spectres qui nous permettent de fixer la courbe d'étalonnage en deux points placés près des extrémités inférieures et supérieures du spectre.

L'ensemble de ces appareils est placé dans une enceinte dont la température est constante à $\pm$ 1°C près. Les spectres en énergie sont traduit

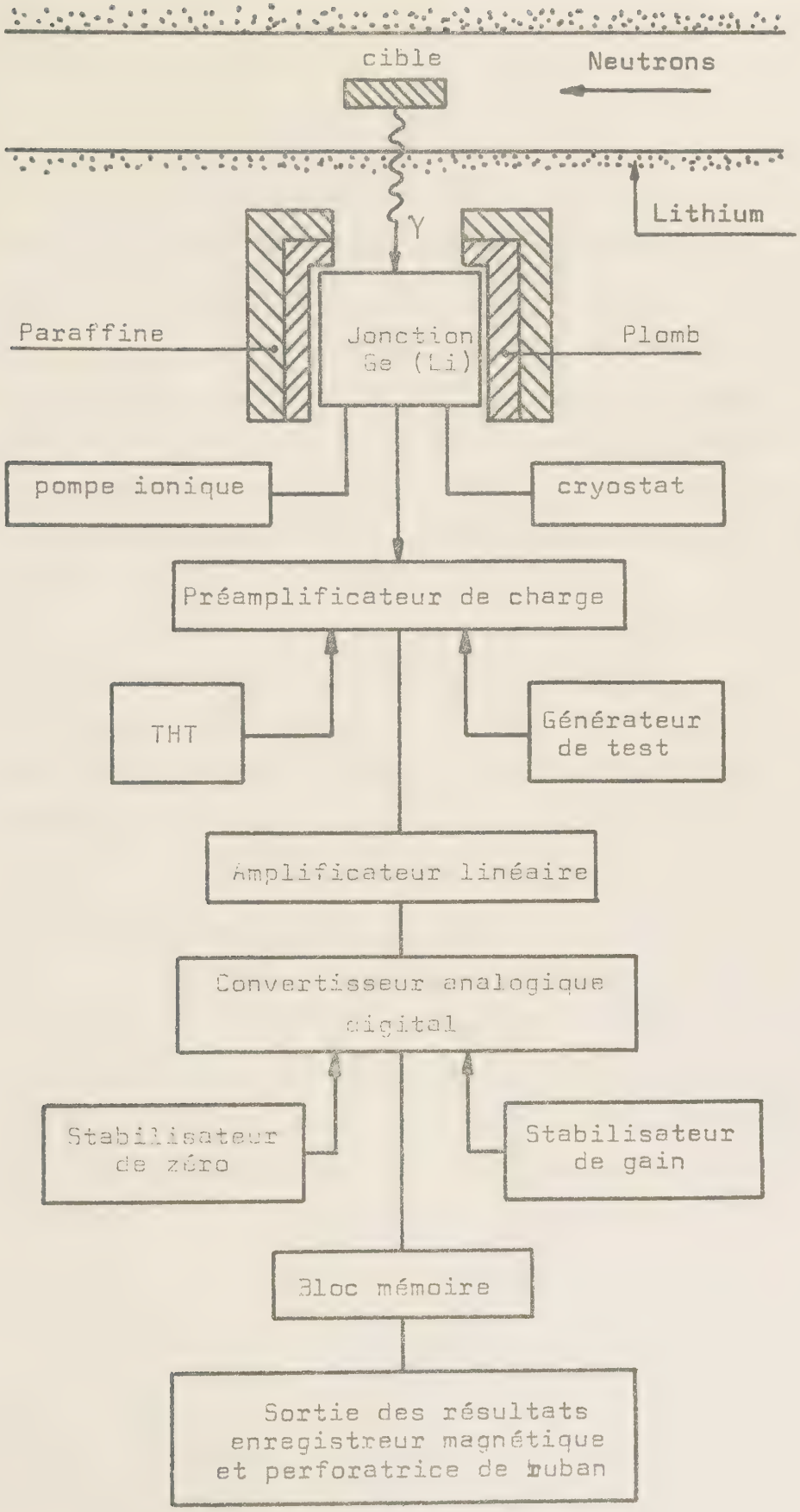

cible
Neutrons
Lithium
γ
Paraffine
Jonction Ge (Li)
Plomb
pompe ionique
cryostat
Préamplificateur de charge
THT
Générateur de test
Amplificateur linéaire
Convertisseur analogique digital
Stabilisateur de zéro
Stabilisateur de gain
Bloc mémoire
Sortie des résultats enregistreur magnétique et perforatrice de ruban

Figure 4

sur cartes perforées ; à l'aide d'un programme qui permet de partager ces spectres en plusieurs parties suivant la hauteur des pics, un calculateur les reproduit point par point sur une table traçante (type BENSON).

5a - Courbes d'efficacité de détection

Pour mesurer les intensités des transitions électromagnétiques dans les noyaux formés, il est indispensable de connaître la variation de l'efficacité de détection en fonction de l'énergie. Ayant utilisé trois détecteurs de forme et de volumes différents, nous avons mesuré l'efficacité de chaque détecteur, et nous avons fait une comparaison pour obtenir des renseignements sur l'influence des dimensions sur l'efficacité de détection.

Nous avons pris pour référence les intensités mesurées par capture radiative de neutrons thermiques par le cobalt et le fer (Pr 66, Br 66, Gr 64). Ces expériences nous ont permis de tracer d'une part la courbe d'efficacité photoélectrique et d'autre part la courbe d'efficacité de détection dans le pic correspondant à l'échappement de deux photons de 511 keV lors de la détection par création de paires $e^+ - e^-$.

Courbes d'efficacité photoélectrique : $\varepsilon_p = f(E_\gamma)$

En fait, il serait plus juste de parler de la détection dans le pic qui correspond à la perte d'énergie totale du photon ; lorsque les dimensions du cristal sont grandes, un photon peut perdre son énergie par de multiples diffusions "Compton" et, en dernier lieu, par effet photoélectrique.

La section efficace photoélectrique s'écrit sous la forme (Ho 66) suivante :

$$\sigma = KZ^a E_\gamma^{-p}$$

où K est une constante

Z le numéro atomique de la cible (ici Z = 32)

E_γ l'énergie des photons

Sur la figure 5, nous avons tracé différentes courbes afin d'obtenir la valeur de l'exposant p pour la jonction ayant un volume de 40 cm^3. Les courbes sont toutes normalisées par rapport à l'efficacité au point E_γ = 1 Me On voit que la courbe ayant p = 1,8 reproduit le mieux toute la gamme de nos mesures.

Nous avons porté sur la figure 6, les courbes d'efficacité pour les trois détecteurs en les normalisant au point E_γ = 1 MeV. On observe que l'efficacité $\mathcal{E}_{pE}$ décroît très rapidement pour chaque détecteur entre 0,4 MeV et 1 MeV mais au-dessus de 1 MeV, cette efficacité est relativement plus grande pour les diodes de gros volume que pour celle de 7 cm^3 ; par exemple, pour cell de 120 cm^3, l'efficacité $\mathcal{E}_p$ est tellement augmentée que nous trouvons $\mathcal{E}_p = \mathcal{E}_D$ (efficacité dans le pic de double échappement) pour $E_\gamma \simeq 4,5$ MeV.

On peut expliquer ce phénomène par l'observation faite plus haut : un photon diffusé par effet Compton a une plus grande probabilité d'être réabsorbée par effet photoélectrique dans un cristal de gros volume. Il en découl que le pic de perte d'énergie totale est plus intense dans un cristal de gros volum Cet effet est très utile dans la région intermédiaire de E_γ = 1 à 3 MeV où la section efficace photoélectrique est faible.

Courbes d'efficacité de détection dans le pic de double échappement : $\mathcal{E}_{DE} = f(E_\gamma)$

La section efficace de création de paires électron-positron est de la forme :

$$\sigma_{paire} = Z^2 \times f(E)$$

où Z est le numéro atomique de la cible et f (E) une fonction de l'énergie incidente des photons. Cette section efficace qui est nulle pour $E_\gamma \leq 1,02$ MeV, croît rapidement avec l'énergie.

Nous représentons sur la figure 7 cette variation théorique de σ_{paire} en la normalisant sur nos valeurs expérimentales prises vers E_γ = 3,5 MeV. On observe un bon accord jusqu'à E = 5 MeV pour les cristaux

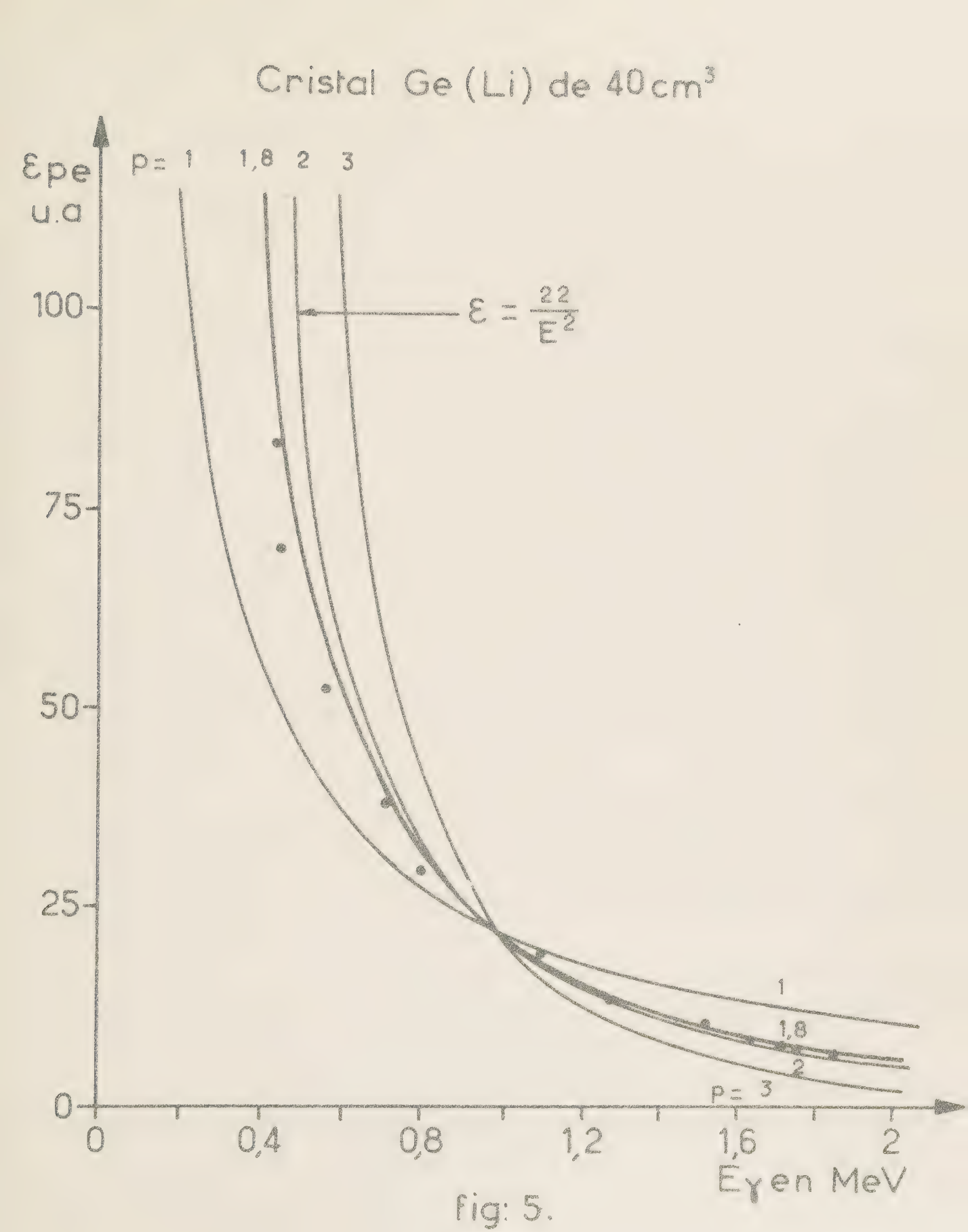

Cristal Ge (Li) de 40 cm³
εpe
u.a
p = 1
1,8
2
3
100
75
50
25
0
ε = 22/E²
1
1,8
2
p = 3
0
0,4
0,8
1,2
1,6
2
Eγ en MeV

fig: 5.

de 120 cm^3 et de 40 cm^3 et jusqu'à E = 4,2 MeV pour le cristal de 7 cm^3 avec la variation de la section efficace théorique. Mais au-delà, l'efficacité expérimentale est plus faible et tend à décroître. Avec les cristaux de 120 cm^3 et de 40 cm^3 le maximum de l'efficacité se situe vers 6 MeV alors qu'avec le cristal de 7 cm^3, il se situe vers 4,7 MeV. Ce phénomène résulte des dimensions des détecteurs : lorsque l'énergie augmente, la paire électron-positron créée, acquiert suffisamment d'énergie cinétique pour s'échapper de la zone sensible de détection et il y a une diminution du nombre de paires dissipant toute leur énergie cinétique dans le détecteur. De plus, la perte d'énergie des paires électron-positron par rayonnement de freinage qui est une fonction croissante de l'énergie, devient importante. Ces effets tendent à diminuer l'efficacité de détection dans le pic de double échappement (D.E). Le premier de ces phénomènes explique aussi le décalage du maximum d'efficacité en fonction du volume du détecteur : lorsque le volume croît l'énergie cinétique de la paire électron-positron n'est plus entièrement dissipée dans la zone sensible pour une énergie de photon donnée. Lorsque le volume diminue, le maximum d'efficacité se déplace vers une énergie moins élevée pour le photon incident.

En ce qui concerne la diode de 120 cm^3, il apparaît un inconvénient supplémentaire du fait que les pics de simple échappement sont intenses et compliquent le dépouillement des spectres. Cependant, d'un autre point de vue, la précision en énergie et la distinction entre pics de perte d'énergie totale et de double échappement sont améliorées.

L'efficacité absolue de la diode de 120 cm^3, mesurée par rapport à un scintillateur I Na (tl) de 3" x 3", à 25 cm de distance de la fenêtre d'entrée, et sur le pic à 1,33 MeV du ^{60}Co est égale à 8,6 °/₀ .

L'incertitude sur les efficacités expérimentales n'est pas indiquée sur les figures 5, 6 et 7 pour ne pas surcharger le graphique ; mais, l'erreur sur chaque point est comprise entre 10 et 15 pour cent suivant l'intensité des pics de référence utilisés.

Courbes d'efficacité ε_{pe} (normalisées à 1 MeV)

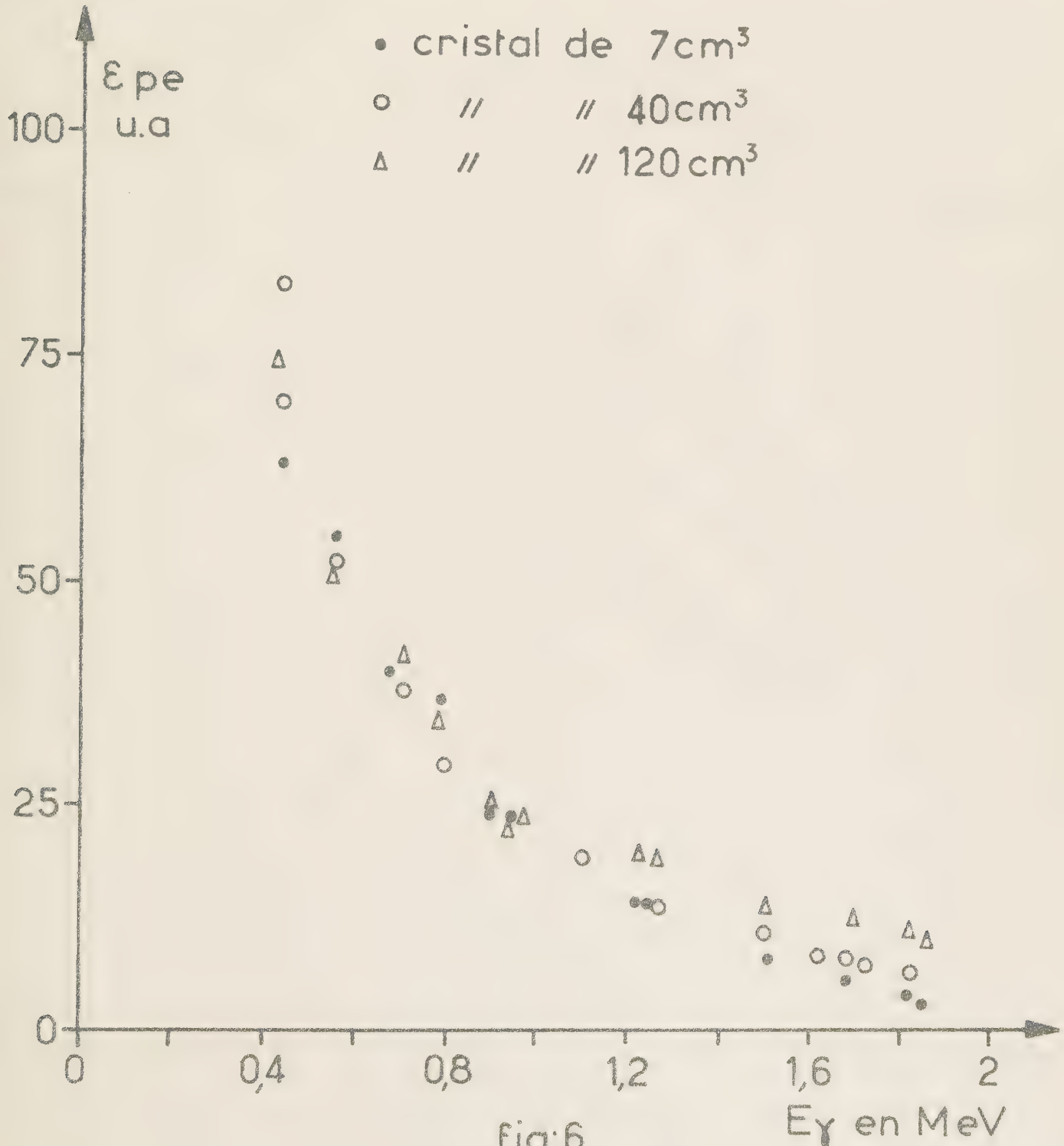


fig:6.

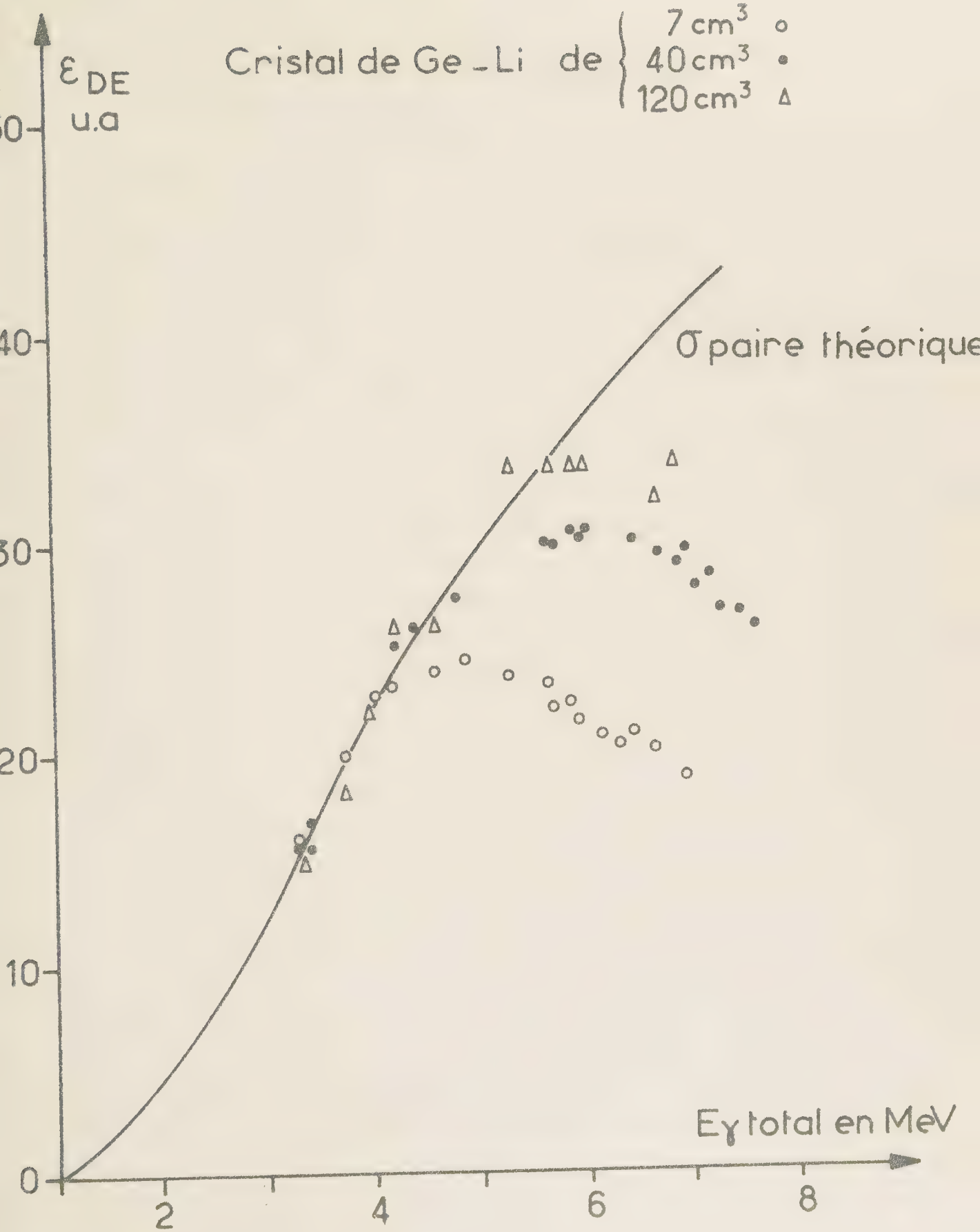

Cristal de Ge - Li de
7 cm³ ○
40 cm³ •
120 cm³ △
ε DE
u.a
σ paire théorique
Eγ total en MeV
0
10
20
30
40
50
2
4
6
8

fig: 7

5b - Etude de la linéarité

Pour tenir compte de la non-linéarité de l'ensemble détecteur-amplificateur-convertisseur, nous partageons la courbe de linéarité pour les 4096 canaux en 3 zones distinctes mais linéaires. L'équation de chaque droite est déterminée avec une bonne précision avec des raies d'étalonnage bien connues (Pr 66, Br 66, Gr 64) et également avec les raies issues de réactions parasites sur l'argon et l'hydrogène et qui se retrouvent dans toutes les expériences. Pour déterminer la position des pics en énergie, on sélectionne de part et d'autre du pic 4 ou 5 canaux et on admet que le pic est symétrique (de forme gaussienne).

Une source d'erreur dans les mesures d'énergie provient de la localisation des pics ; mais lorsque la statistique est suffisante (Ho 66), l'énergie peut se mesurer avec une précision comprise entre $\frac{1}{10}$ et $\frac{1}{20}$ de la résolution en énergie des pics. Dans nos expériences, cette erreur est bien inférieure à celle qui est issue de la non-linéarité du système d'analyse des impulsions. Il en est de même de l'influence de l'énergie de recul du noyau résiduel qui est inférieure à 0,3 keV pour les raies gamma de plus haute énergie ($E_\gamma \simeq 7$ MeV) et pour $A = 90$. Les écarts observés ainsi avec plus de quarante raies de référence sont tous inférieurs à 1 keV pour $E_\gamma \leq 2$ MeV et 2 keV pour les énergies supérieures. Cette méthode de partage en plusieurs gammes linéaires s'est avérée très correcte pour la précision avec laquelle nous donnons nos résultats.

6 - Caractéristiques des cibles

Nous avons utilisé des poudres de carbonate de strontium et de rubidium et des poudres d'oxyde de lanthane et de cérium de pureté supérieure à 99 pour cent. Les récipients sont dans certains cas des cylindres d'aluminium dont les parois ont une épaisseur de 20 microns et dans d'autres cas des cylindres de graphite dont les parois ont une épaisseur de 0,8 mm. Dans l'expérience avec l'yttrium, nous disposions d'un échantillon métallique de 1 cm d'épaisseur

et de pureté supérieure à 999 pour mille. Dans l'expérience avec le baryum, nous avons pu avoir 2g de baryum, sous forme de $Ba\,CO_3$, enrichi à 99,8 pour cent en ^{138}Ba.

7 - Mesure de corrélation angulaire et de durée de vie dans $^{140}_{58}Ce$

a) Montage expérimental

La source radioactive utilisée est du lanthane 140 en solution chlorhydrique. La figure 8 montre le schéma de l'appareillage électronique pour les coïncidences lentes et rapides et pour la mesure de la durée de vie. Le montage comprend deux photomultiplicateurs 56AVP associés à des scintillateurs I Na (tl) de dimensions 1 "3/4 x 2". Les impulsions correspondant à chaque voie linéaire sont envoyées, après sélection en énergie, dans un circuit de coïncidence lente dont le temps de résolution est de 0,3 µs. L'impulsion de coïncidence sert ensuite à débloquer la voie d'analyse d'un sélecteur d'amplitude multicanal. La coïncidence en temps des impulsions issues de chaque voie rapide est réalisée au moyen d'un convertisseur de temps en amplitude. Nous reproduisons sur la figure 9 le schéma de l'ensemble : mise en forme des impulsions, conversion de temps en amplitude et adaptation d'impédance de sortie. Grâce à ce montage comportant peu d'élements actifs, nous avons réduit au maximum les fluctuations de temps de transit, et de déclenchement etc... introduites par ces derniers. L'emploi de transistors en régime d'avalanche pour la mise en forme des impulsions nous a permis d'atteindre la limité théorique de la résolution en temps dans une expérience de temps de vol de neutrons rapides (Ir 66).

Les impulsions de forme rectangulaire ont un temps de montée égal à 1 ns. La conversion de temps en amplitude s'effectue par la charge du condensateur de 47 pF qui s'opère pendant le temps de recouvrement des impulsions mises en forme et à travers la résistance de 15 kΩ. L'impulsion résultante est alors transmise par un étage émetteur-suiveur vers l'entrée du sélecteur sous faible impédance. Le spectre en temps est analysé linéairement dans un sélecteur multicanal.

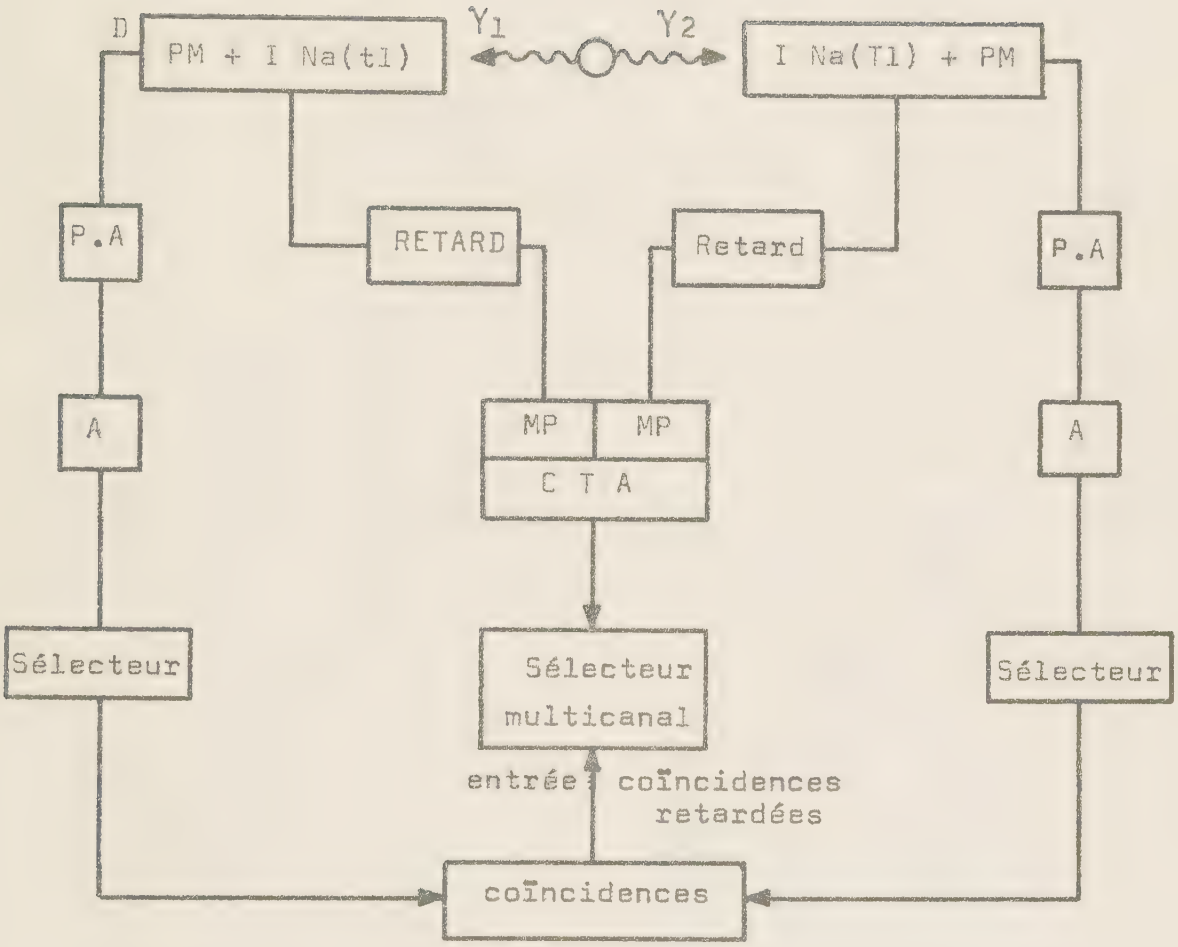


Figure 8 : Schéma de l'appareillage

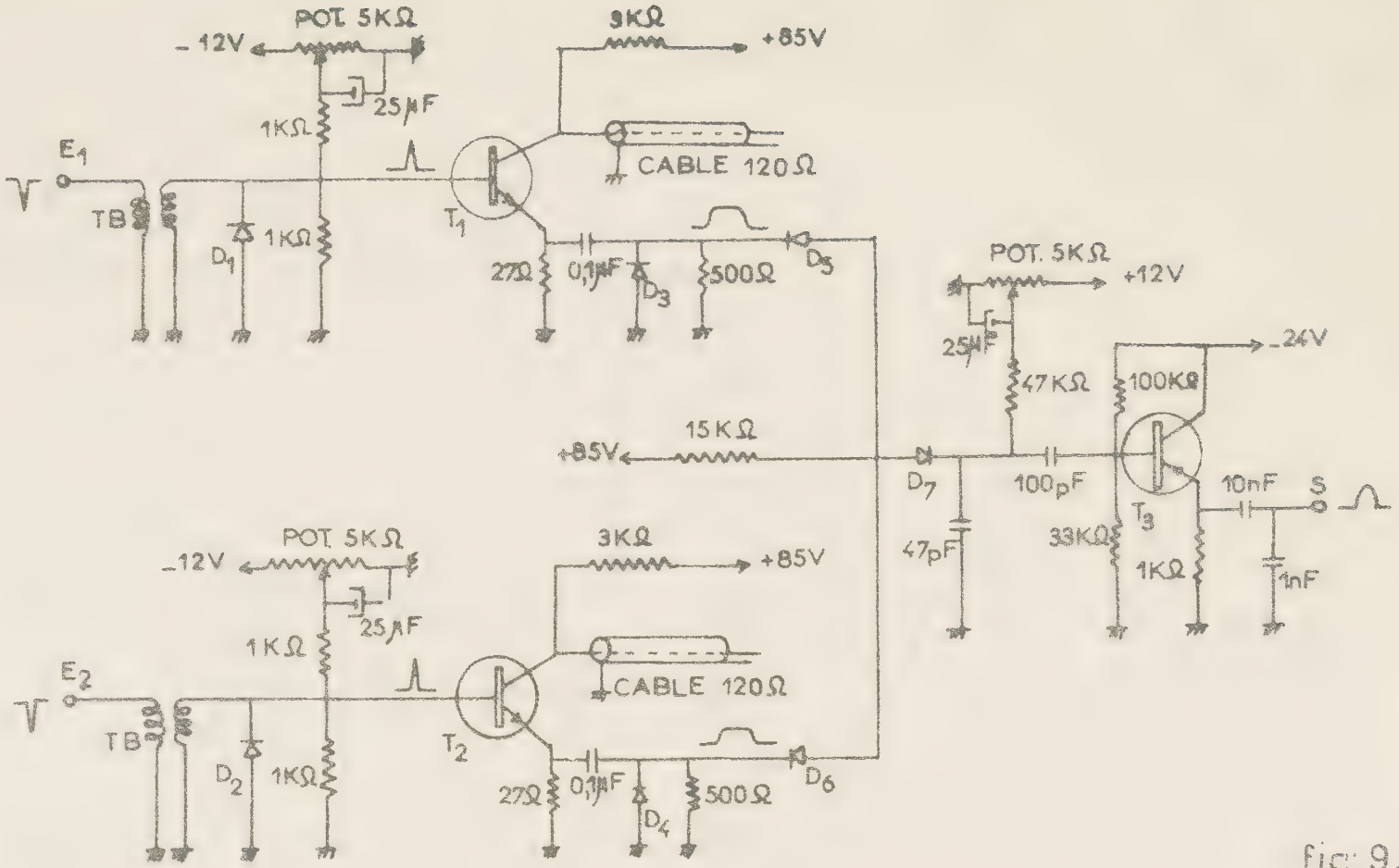


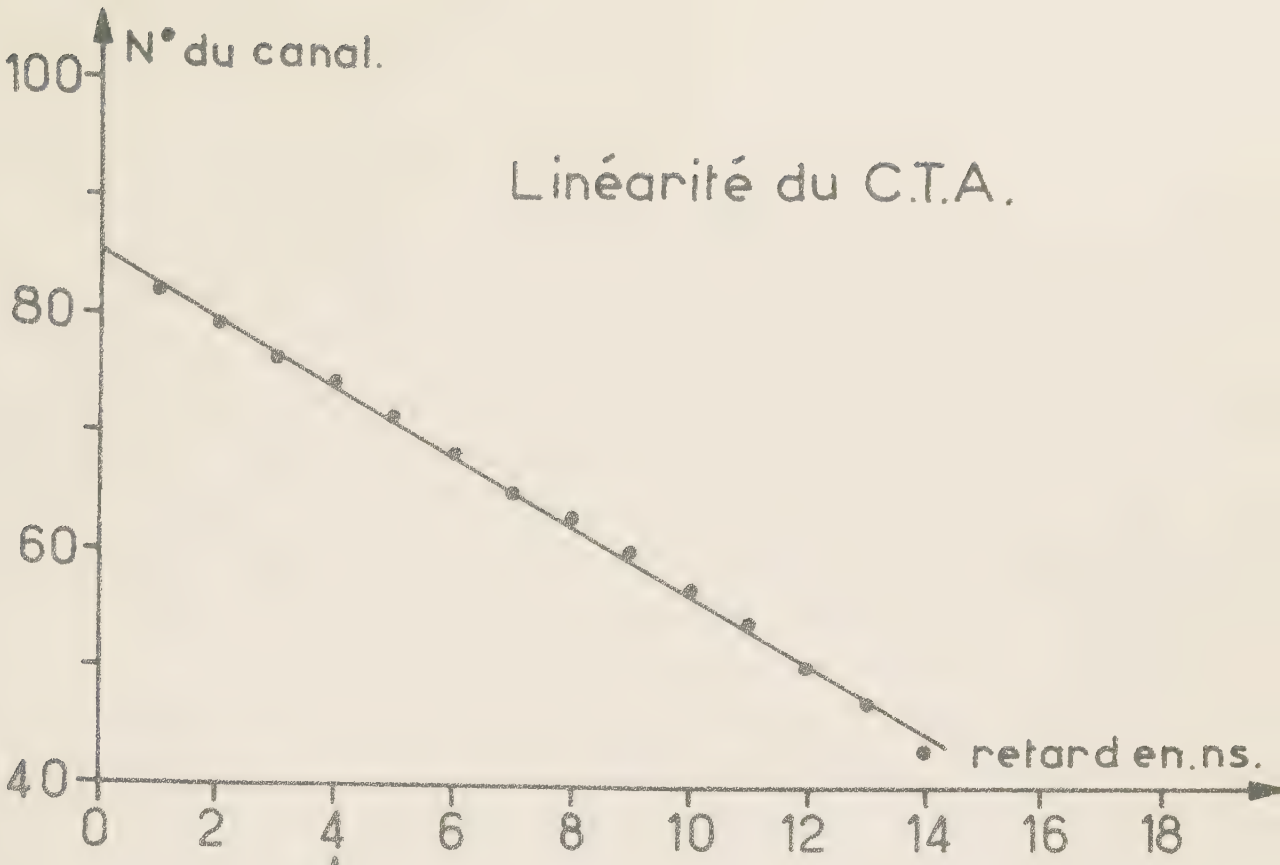
fig: 9.

CONVERTISSEUR TEMPS - AMPLITUDE

TB : tores bifilaires

$D_1, D_2, D_3, D_4, D_5, D_6, D_7$: diodes S 570G

T_1, T_2 : transistors 2N2651 T_3 : transistor ASY 27


N° du canal.
Linéarité du C.T.A.
100
80
60
40
0
2
4
6
8
10
12
14
16
18
retard en ns.

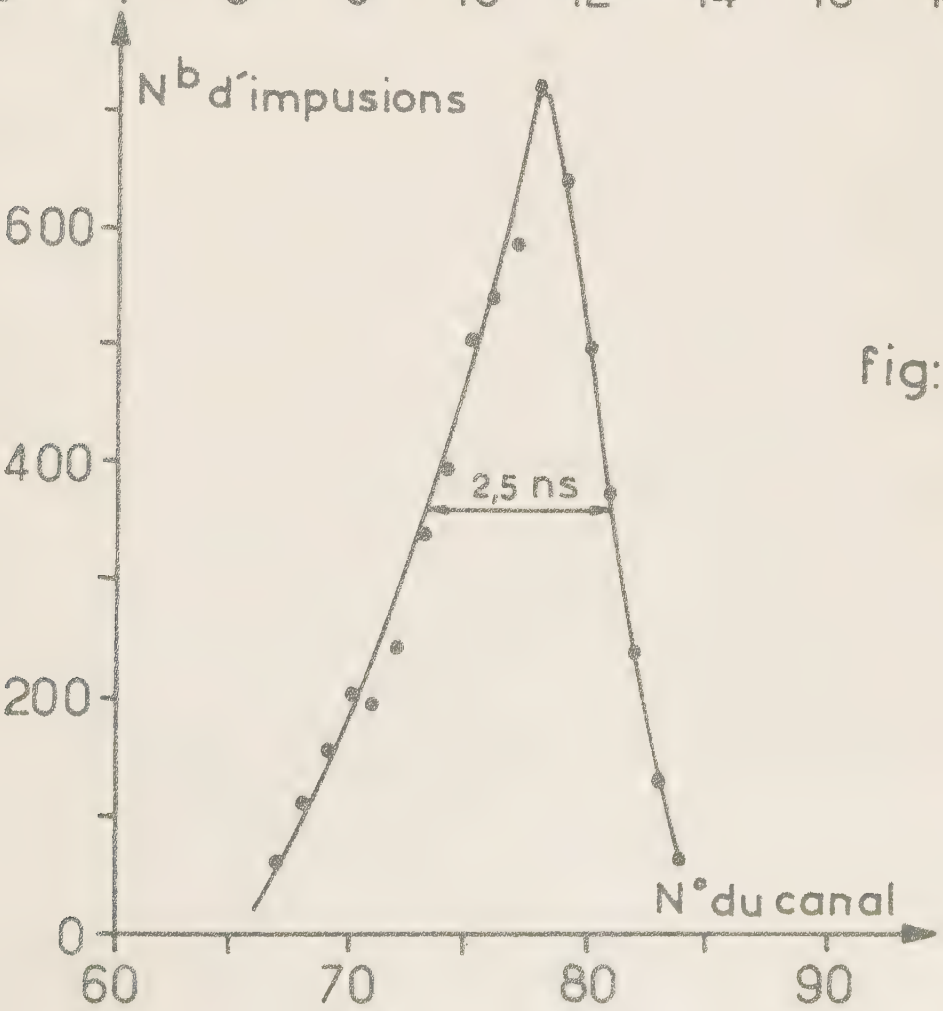

N^b d'impusions
600
400
200
0
2,5 ns
N° du canal
60
70
80
90

fig:10

b) Caractéristiques obtenues

Le temps de résolution du spectromètre ainsi utilisé a été mesuré au moyen de coïncidences γ γ (1,33 MeV - 1,18 MeV) avec une source de ^{60}Co et 511 keV - 511 keV avec une source de ^{22}Na. La largeur totale à mi-hauteur de la courbe de résolution en temps est respectivement égale à 0,35 ns et à 1,7 ns. Pour évaluer la résolution dans les conditions de notre expérience, nous sélectionnons les énergies des voies lentes autour de 329 keV et à 487 keV en nous servant du spectre Compton des rayonnements gamma d'annihilation d'une source de ^{22}Na. En effet, cette résolution dépend des fluctuations en temps de la montée des impulsions et ces variations sont d'autant plus importantes que l'énergie dissipée par les photons dans le scintillateur est plus petite. La largeur totale à mi-hauteur obtenue dans notre montage est de 2,5 ns. Nous avons vérifié la bonne linéarité du convertisseur de temps en amplitude et les résultats sont reproduits dans la figure 10. Les informations sur cette expérience sont traitées sur un ordinateur par une méthode de moindres carrés; tous les points se trouvent, à un canal près, sur une droite qui recouvre une plage d'analyse de 40 canaux environ ; mais cet écart peut-être dû aussi bien à l'imprécision sur les retards introduits par les lignes coaxiales utilisées qu'à un défaut de linéarité. On admet que cette erreur constitue, pour une statistique de comptage suffisant, une limite supérieure de l'incertitude sur nos mesures (Ir 66). Ce comptage suit une loi exponentielle en fonction du temps dans la désexcitation d'un état métastable et devenant peu intense au-delà de quelques périodes, détériore la précision obtenue sur l'étalonnage en temps. L'erreur totale peut ainsi atteindre 3 pour cent

- EXPERIENCES DE CAPTURE RADIATIVE DE PROTONS AUTOUR DE N = 50

Nous décrivons l'installation ayant servie aux expériences de capture radiative de protons et nous discutons les caractéristiques obtenues ainsi que l'influence du bruit de fond. Ces expériences ont été réalisées auprès de l'accélérateur Van de Graaff de 4 MeV de notre laboratoire.

1 - Montage mécanique

a) Porte-cible

La figure 11 montre son schéma. Le piège à électrons secondaires que nous avons installé à l'entrée du porte-cible est porté à un potentiel négatif de 300 volts par rapport à la cible. L'intérieur du porte-cible est entièrement recouvert de tantale pour éviter des réactions parasites produites par des protons diffusés sur la cible. Celle-ci est refroidie en circuit fermé par une circulation d'eau froide ; outre son efficacité de refroidissement, ce système a l'avantage de mieux isoler électriquement le porte-cible et de permettre une mesure correcte du nombre de charges électriques collectées sur la cible durant une expérience.

b) Cibles

Dans le cas d'un élément monoisotopique comme l'yttrium, nous avons fabriqué les cibles au laboratoire par évaporation sous vide et la cible a une épaisseur de 566 $\mu g/cm^2$. Pour tenir compte d'un dépôt éventuellement non uniforme sur la surface, la précision sur l'épaisseur est donnée à 5 pour cent. L'élément se présente sous forme d'oxyde d'yttrium $Y_2 O_3$, dont la pureté est de 99,9 pour cent. Dans le cas des éléments non monoisotopiques, nous avons pu disposer de cibles enrichies de 200 $\mu g/cm^2$ d'épaisseur, fournies par HARWELL (G.B). La précision sur l'épaisseur est aussi de l'ordre de 5 pour cent. Les cibles de strontium ont un enrichissement isotopique de 91 pour cent dans le cas de ^{86}Sr et de 99,7 pour cent dans le cas de ^{88}Sr.

Tous ces éléments sont déposés sur un support de tantale très pur et d'une épaisseur de 250 μm. Le diamètre du dépôt est égal à 15 mm. La rotation du porte-cible permet de déplacer l'impact du faisceau de protons d'une façon uniforme autour du centre de la cible, ceci afin d'éviter toute détérioration due à l'énergie dissipée sous forme de chaleur dans la cible.

2 - Montage électronique (figure 12)

L'ensemble de détection des rayonnements γ est entouré d'un blindage en plomb sélectionné pour sa faible activité et d'épaisseur égale à 5 cm

Schéma du montage mécanique

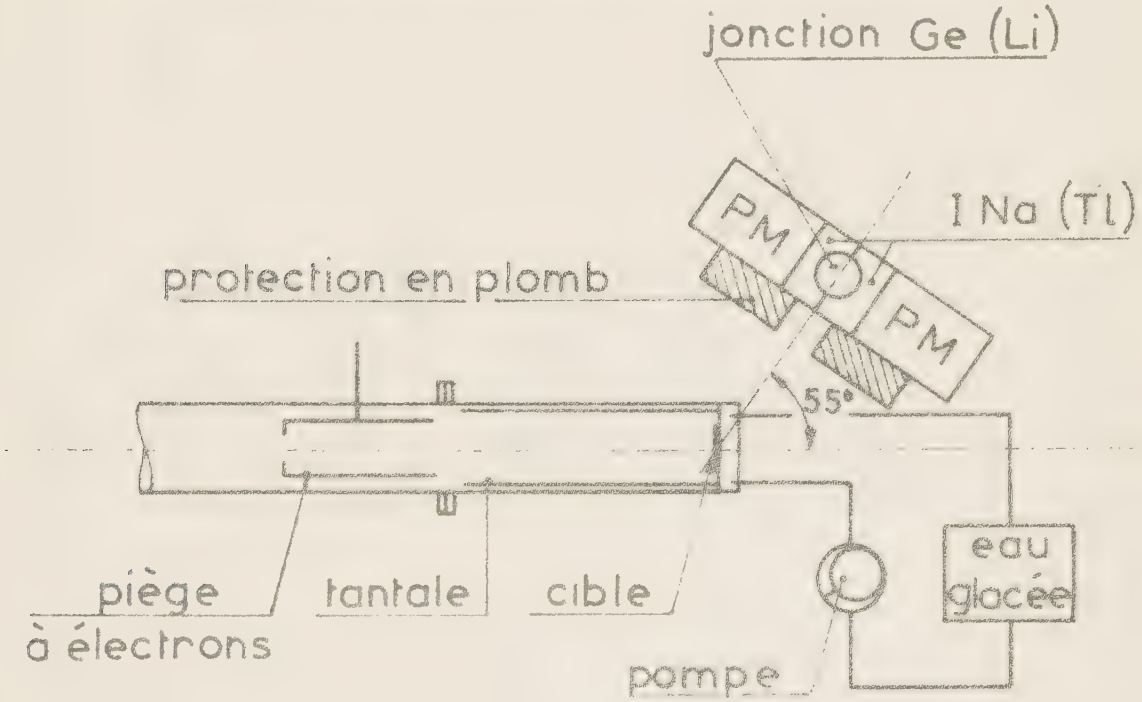


fig: 11.

Schèma du montage électronique

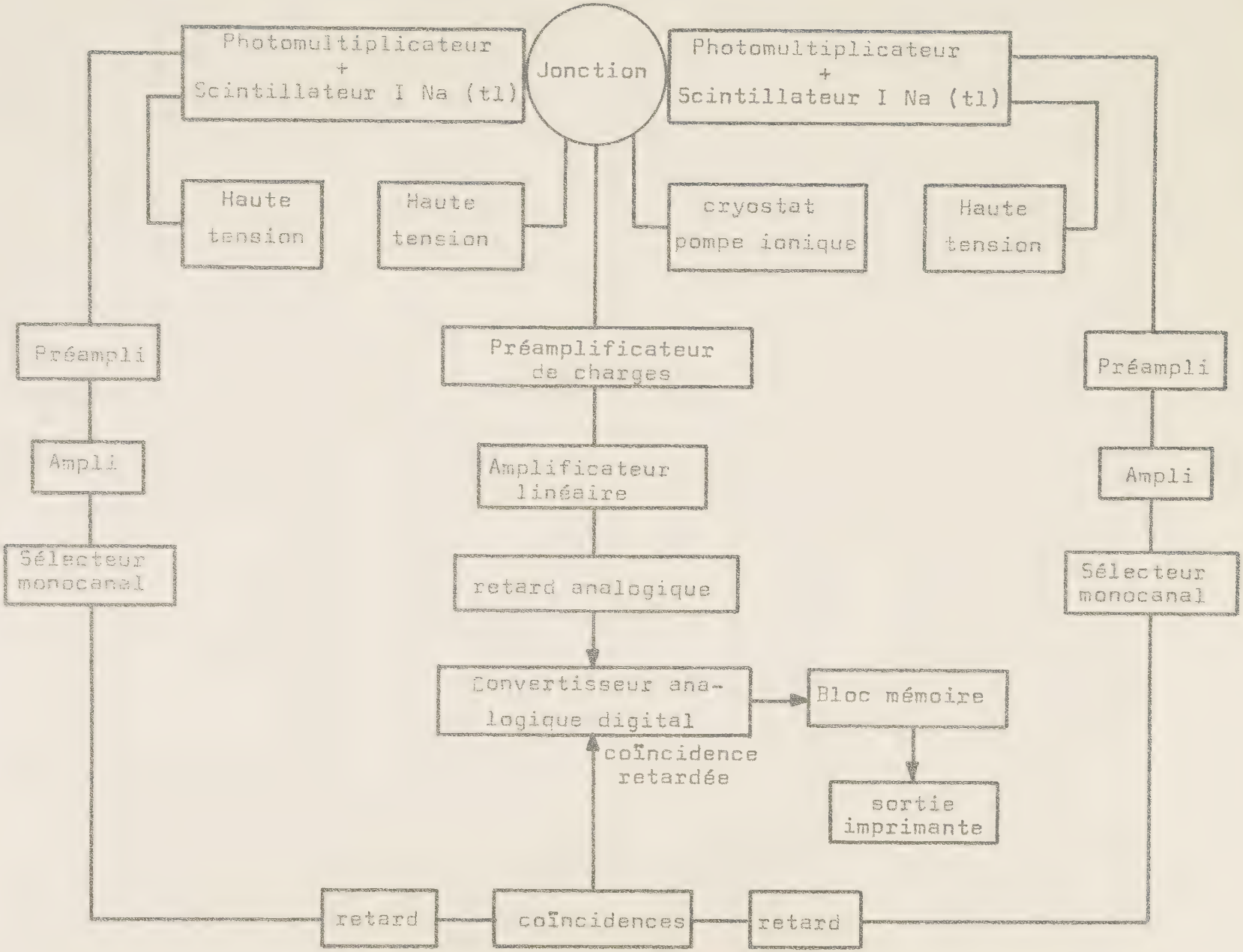


Figure 12

sauf sur la face avant du détecteur Ge-Li. Celle-ci est cependant protégée par une plaque de plomb de 2 mm d'épaisseur qui atténue considérablement les rayonnements gamma de basse énergie et les rayons X venant de l'extérieur. L'axe de détection fait un angle de 55° avec l'axe du faisceau de protons incidents. Cette direction a été choisie de façon à nous éloigner du cône d'émission vers l'avant des neutrons près de l'énergie-seuil des réactions parasites (p, n).

a) Description du spectromètre de paires

Le détecteur au germanium-lithium type S.A.I.P. C'est une jonction circulaire, coaxiale et percée au centre d'un trou de diamètre égal à 11 mm. Son volume utile est de 40 cm^3 ; sa capacité mesurée à la prise de sortie du cryostat, est de 61 pF ; elle fonctionne sous une polarisation de 1200 volts. Elle est montée dans un boîtier horizontal et refroidie par un cryostat, à canne coudée verticalement pour permettre une utilisation plus pratique en spectromètre de paires. Les constantes de temps de l'amplification (double différenciation et intégration) sont ajustées de façon à obtenir la meilleure résolution et le meilleur rapport signal sur bruit. La largeur totale à mi-hauteur mesurée sur le pic à 1,33 MeV d'une source de ^{60}Co est égale à 4,5 keV. La même résolution mesurée pour une énergie de 11 MeV est égale à 13 keV (résonance (p, γ) sur ^{27}Al, Ep = 992 keV).

Les détecteurs à scintillations type Quartz et Silice. La chaîne électronique de ces détecteurs permet d'avoir une résolution de 8 % pour la raie γ à 662 keV issue d'une source de ^{137}Cs. Les scintillateurs sont des cristaux INa (Tl) de longueur 5" et de diamètre 5" : sur la face avant est découpé un trou demi-cylindrique ; ainsi les deux cristaux peuvent venir s'emboîter complètement autour du détecteur Ge (Li). Ce système présente en outre l'avantage de disposer de deux détecteurs utilisables séparément pour d'autres expériences et d'être relativement moins encombrant et coûteux que les systèmes qui utilisent des cristaux entourant avec une égale épaisseur tout le détecteur Ge-Li central. L'efficacité de détection est réduite d'un facteur 9 dans le fonctionnement

en spectromètre de paires, mais outre la disparition de pics de perte d'énergie totale et de simple échappement, la hauteur du fond continu du spectre vers E_γ = 8,5 MeV est réduite d'un facteur 30. Après amplification, le signal issu de chaque détecteur est envoyé dans un sélecteur monocanal qui encadre tout le pic photoélectrique à E_γ = 511 keV. Les impulsions issues des deux sélecteurs sont transmises par des circuits à retard variable dans un circuit de coïncidences (2 τ = 2 - s). Lorsque les impulsions correspondant à des raies gamma de 511 keV issues de chaque photomultiplicateur sont en coïncidence, une impulsion est transmise à l'entrée "coïncidence retardée" d'un convertisseur analogique digital et le bloc mémoire n'enregistre le spectre issu du détecteur Ge-Li que si cette condition est réalisée.

b) Linéarité en énergie du spectromètre

Dans les expériences que nous avons réalisées, la section efficace de capture radiative des protons est très petite. Ceci nous oblige à utiliser des cibles relativement épaisses pour obtenir des taux de comptage raisonnables. L'ensemble est étalonné en utilisant des sources radioactives comme ^{22}Na, ^{60}Co, ^{88}Y et Am - Be (E_γ - 4,43 MeV). Nous avons complété ces mesures en enregistrant le spectre en énergie issu de la réaction Al(p, γ)Si, sur une cible de 160 - g/cm^2, à l'énergie de résonance, E_p - 992 keV : ceci permet d'obtenir des points d'étalonnage jusqu'à 11 MeV. Pour les 1024 premiers canaux d'analyse, l'équation de la droite d'étalonnage est :

$$E_\gamma^{(keV)} = 12,1801 \times n - 33,3$$

où n est le numéro du canal.

Pour tenir compte de l'épaisseur des cibles et de la résolution en énergie du faisceau de protons, on admet que l'erreur sur nos mesures d'énergie est $\leq$ 6 keV. Elle correspond à la largeur d'un demi-canal, largeur que nous avons choisie assez grande pour avoir des taux de comptage raisonnables au som-

met des pics.

c) Etalonnage en énergie de l'accélérateur Van de Graaff

Pour des énergies jusque vers E_p = 2 MeV, on utilise les mesures d'énergie seuil telles que la réaction $^{7}Li\ (p, n)$ ou des mesures de résonances telles que $^{19}F(p, \alpha\gamma)^{16}O$. Pour des énergies plus élevées, nous avons mesuré l'énergie-seuil de la réaction $^{13}C(p, n)$ sur une cible enrichie à 50 pour cent environ en ^{13}C. La figure 13 montre la variation de l'intensité des neutrons détectés au moyen d'un compteur au trifluorure de bore, l'énergie-seuil étant égale à 3235,7 keV. La détermination de la constante de l'accélérateur Van de Graaff au moyen de cette réaction permet de définir l'énergie des protons utilisés dans nos expériences. La résolution en énergie pour un courant cible de 2 μA et pour une énergie voisine de 4 MeV est égale à 2 keV. En définitive, l'énergie cinétique des protons utilisés est $E_p = (3930 \pm 2)$ keV.

d) Mesures de bruit de fond

Nous avons enregistré plusieurs spectres gamma produits par des réactions sur une cible de tantale dans des conditions identiques à nos mesures expérimentales de capture radiative. Nous avons localisé quelques pics à basse énergie provenant de l'activation de matériaux environnants et nous avons pu ainsi les éliminer du spectre à étudier. Nous avons également enregistré des spectres gamma en utilisant une cible de lithium pour étudier l'influence éventuelle des neutrons produits par réaction (p, n). On observe une augmentation moyenne du taux de comptage mais il n'apparaît aucun pic pouvant être confondu avec un pic provenant des spectres de capture radiative de protons. D'ailleurs pour les réactions que nous avons faites, les seuils en énergie sont 3,66 MeV pour $^{89}Y(p, n)$, 4,45 MeV pour $^{83}Sr(p, n)$ et 6,08 MeV pour $^{86}Sr(p, n)$. Nous pouvons ajouter que le seuil effectif pour la réaction $^{89}Y(p, n)$ est reporté vers 4,2 MeV car l'état fondamental du noyau résiduel de ^{89}Zr ayant $J^{\pi} = \frac{9}{2}^{+}$, la transition

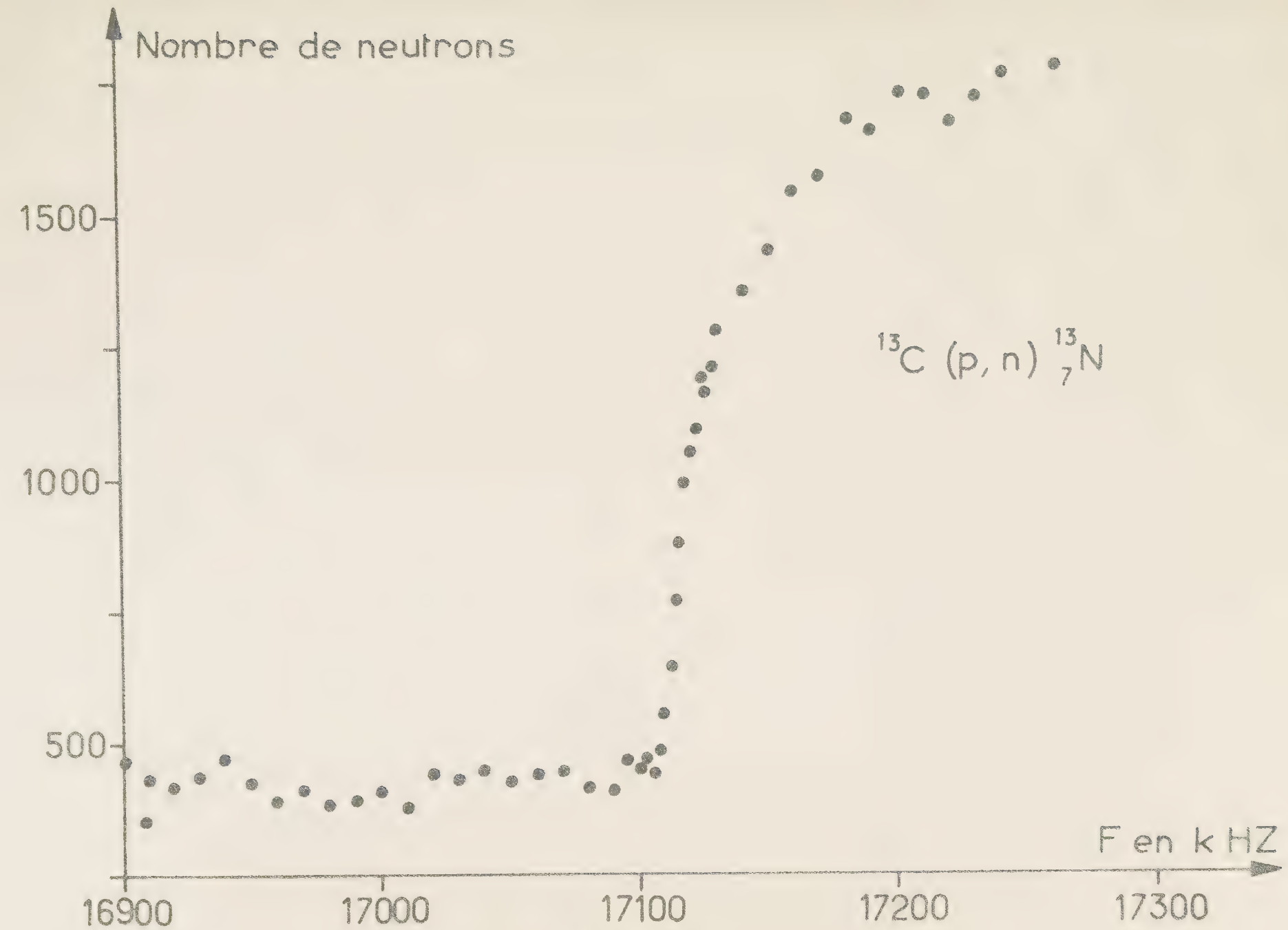

Nombre de neutrons
1500
1000
500
$^{13}C\ (p, n)\ ^{13}_{7}N$
F en k HZ
16900
17000
17100
17200
17300

fig: 13.

neutronique vers cet état sera défavorisée par l'effet du moment angulaire ; il faut ainsi augmenter l'énergie pour atteindre le premier état excité $E^* = 0,588$ MeV ayant $J^{\Pi} = \frac{1}{2}^-$. Nous ne sommes donc pas gênés par les neutrons issus de ces réactions. D'autres voies de sortie, telles que les réactions $(p, \alpha\gamma)$ peuvent donner lieu à une émission de rayonnements gamma mais de basse énergie car dans cette région, ces réactions sont faiblement exothermiques. Dans le cas de $^{88}Sr\ (p, \alpha)\ ^{85}Rb$, la chaleur de réaction est même négative ($E_{seuil} \simeq 0,82$ MeV) ; la partie haute-énergie des spectres n'est donc pas affectée par ces réactions.

CHAPITRE III

RESULTATS EXPERIMENTAUX

Nous aborderons les expériences sur les noyaux autour de N = 50 neutrons puis autour de N = 82 neutrons, en reportant au chapitre suivant la discussion de ces résultats.

- NOYAUX AUTOUR DE N = 50

D'abord, nous donnons les résultats obtenus par capture radiative de neutrons de 58 meV sur les cibles d'yttrium, de strontium et de rubidium et, ensuite, ceux obtenus par capture radiative de protons.

1 - Réaction $^{89}Y(n,\gamma)^{90}Y$

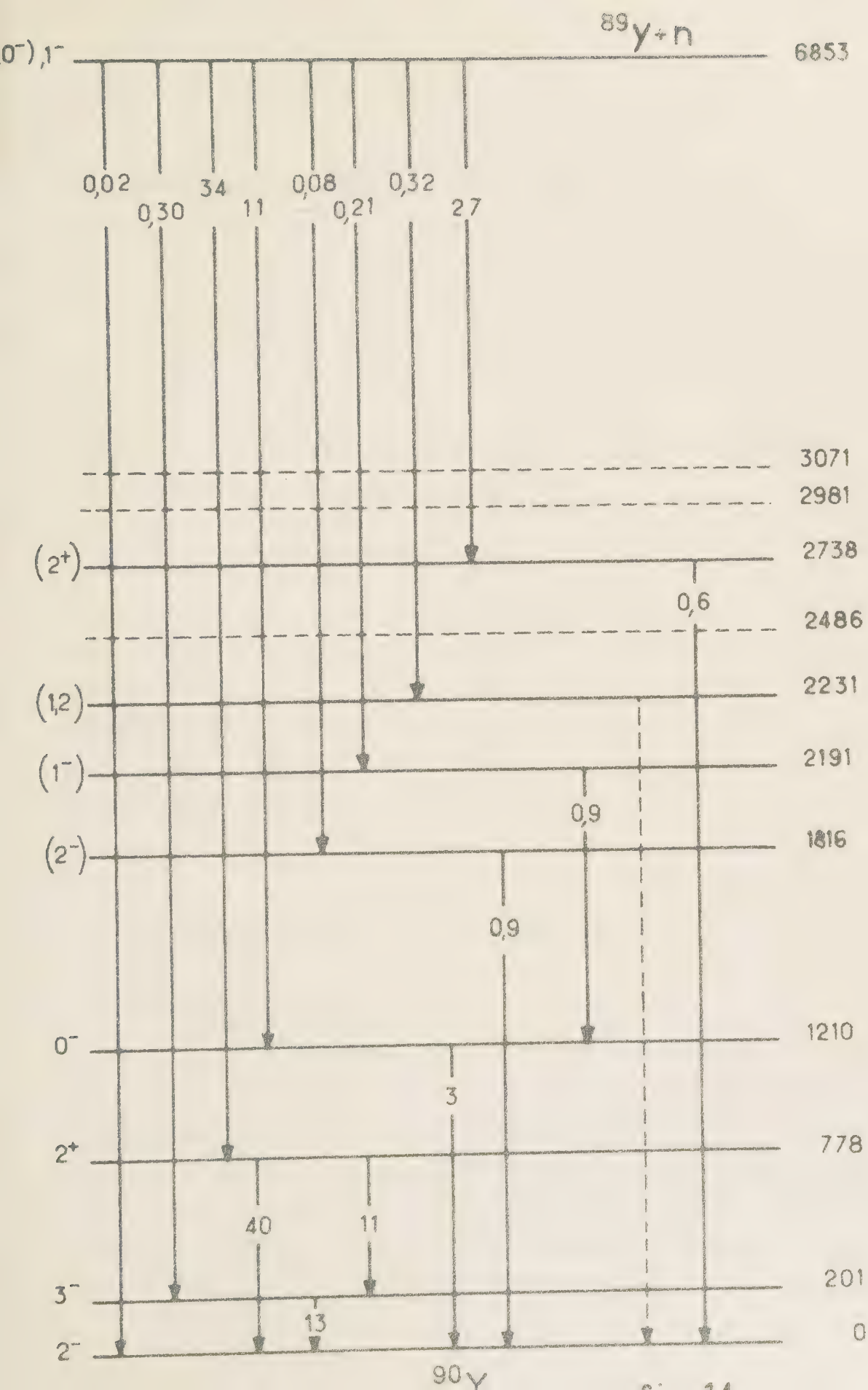
Les résultats sont portés (Ir 67) dans le tableau I. L'énergie et l'intensité des différents rayonnements gamma y figurent. L'erreur absolue sur l'énergie varie dans cette expériences entre 7 keV pour les énergies élevées et 4 keV pour les basses énergies. L'erreur sur les intensités ne tient pas compte de l'incertitude sur les valeurs de référence utilisées dans ces déterminations. Des doublets de niveaux d'énergie ainsi que des transitions de faible intensité sont mis en évidence. Le schéma des transitions γ issues du niveau de capture neutronique dans ^{90}Y est proposé dans la figure 14. Les intensités des transitions correspondent aux indications du tableau I ; on rencontre surtout des transitions à partir du niveau de capture conduisant vers les premiers états d'excitation du noyau de sorte que les niveaux d'énergie compris dans la bande telle que $\frac{B}{2} < b < B$, où B est l'énergie du niveau de capture sont très faiblement alimentés à partir du niveau de capture. Dans ce genre d'expérience, il est admis (Ki 54) que les raies gamma ayant des énergies supérieures à la moitié de l'énergie de séparation proviennent directement du niveau de capture pour aboutir à un des premiers états excités et ces transitions sont entièrement de type E1 et éventuellement M1 ou E2.

Nous avons calculé alors la valeur moyenne de l'énergie de séparationd'un neutron dans ^{90}Y à partir des raies les plus intenses de haute énergie qui produisent une cascade vers l'état fondamental. Le tableau II indique les

numéro	E_γ en keV	Intensité = I_γ N_γ/100 captures	ΔI_γ	Commentaires
1	6853	$\leq$ 0,02		B calculée
2	6647	0,30	± 0,05	
3	6082	34	± 3	
4	5646	1,1	± 0,2	
5	5032	$\simeq$ 0,08		double ?
6	4662	0,21	± 0,05	
7	4622	0,32	± 0,08	
8	4367	0,32	± 0,05	
9	4112	2,7	± 0,3	
10	3872	0,14	± 0,04	
11	3782	0,6	± 0,1	double ?
12	2738	0,6	± 0,1	
13	1968			incertain
14	1816	0,9	± 0,4	
15	1644	0,8	± 0,2	
16	1573	0,4	± 0,2	
17	1372	3,3	± 0,4	
18	1322	0,3	± 0,2	
19	1210	3	± 0,8	
20	1182	3,9	± 0,6	
21	1110	2,4	± 0,5	double ?
22	1002	0,8	± 0,2	
23	980	0,9	± 0,3	
24	963	2,3	± 0,5	
25	946			incertain
26	901	2	± 0,3	
27	870	2	± 0,4	
28	778	40	± 4	
29	698	0,7	± 0,2	existent dans le bruit de fond
30	601	1,0	± 0,2	
31	575	11	± 1	
32	511			annihilation
33	326	3,6	± 0,9	
34	201	15	± 3	
35	180	13	± 2	
36	160	2,2	± 0,7	

TABLEAU I

Résultats sur la réaction $^{89}Y(n,\gamma)^{90}Y$


$^{89}Y + n$
(0⁻),1⁻
6853
0,02
0,30
34
11
0,08
0,21
0,32
27
3071
2981
(2⁺)
2738
0,6
2486
(1,2)
2231
(1⁻)
2191
0,9
(2⁻)
1816
0,9
0⁻
1210
3
2⁺
778
40
11
3⁻
201
13
2⁻
0
E en keV
^{90}Y

raies utilisées et la valeur moyenne obtenue pour Sn.

TABLEAU II

ENERGIE DE SEPARATION D'UN NEUTRON
DANS $^{90}_{39}Y_{51}$

Valeurs en keV

6853 + 0	= 6853
6647 + 201	= 6848
6082 + 778	= 6860
5646 + 1210	= 6856
4662 + 980 + 1210	= 6852
4112 + 2738	= 6850

Valeur moyenne : $S_n = (6853 \pm 4)$ keV

2- Réaction Sr(n, γ)Sr

Les résultats sont portés (Ir 68) dans le tableau III et comportent un total de 144 raies gamma. Les intensités calculées correspondent à l'absorption dans le strontium naturel et indiquent le nombre de transitions gamma pour 100 captures de neutrons. Elles sont normalisées à l'intensité totale observée au moyen de détecteurs à scintillations entre 5,82 MeV et 7,53 MeV par KINSEY et al (Ki 53). L'erreur sur l'intensité tient compte des erreurs sur la mesure de la surface des pics et de l'étalonnage en efficacité de détection, mais

TABLEAU III

RESULTATS SUR LA CAPTURE RADIATIVE DES NEUTRONS THERMIQUES

DANS LE STRONTIUM NATUREL

numéro	$E_\gamma (\pm \Delta E_\gamma)$ en keV	$I_\gamma = n_\gamma/100$ captures	$\pm \Delta I_\gamma$	Commentaires ou noyau émetteur	Résultats de Schmidt (?) E_γ en keV
1	8907 (3)	0	0	incertaine	
2	8895 (3)	0,25	0,07		
3	8886 (3)	4			
4	8754 (3)			incertaine	
5	8554 (2)	0,4	0,1		
6	8381 (2)	1,6	0,3	^{88}Sr	8376
7	8040 (2)	1,8	0,4	^{87}Sr	8038
8	7965 (4)				
9	7912 (4)				
10	7691 (3)	0,3	0,1		
11	7558 (3)			^{87}Sr	
12	7529 (2)	5,1	0,8	^{88}Sr	7527
13	7457 (3)	0,3	0,1		
14	7422 (3)				
15	7406 (3)	0,4	0,1		
16	7367 (4)				
17	7292 (3)	0,3	0,1		
18	7247 (4)			incertaine	
19	7208 (4)			incertaine	
20	7178 (3)	0,4	0,1		
21	7162 (3)	0,4	0,1		
22	7125 (3)	0,4	0,1		
23	6944 (2)	4,1	0,7	^{88}Sr	6941
24	6885 (2)	3,4	0,6	^{88}Sr	6883
25	6847 (4)	0,5	0,1		
26	6814 (3)	0,2	0,1		
27	6778 (3)	1,1	0,3		
28	6763 (4)	0,2	0,1		
29	6704 (3)	0,8	0,2		
30	6661 (3)	5,7	0,9	double ? ^{88}Sr	6658
31	6615 (3)	0,3	0,1		
32	6605 (4)	0,3	0,1		
33	6311 (4)				
34	6167 (3)	6,6	0,9	^{88}Sr	6164
35	6184 (4)	0,4	0,1		
36	6102 (2)	3,9	0,7	^{88}Sr	6101
37	6009 (4)	0,6	0,1		
38	5996 (4)	0,8	0,1		
39	5926 (4)	0,23	0,07		
40	5873 (3)				
41	5852 (3)	0,25	0,07		
42	5789 (3)	1,6	0,3	^{88}Sr	5791
43	5753 (3)				
44	5686 (2)	1,8	0,3	^{88}Sr	5687
45	5669 (3)				
46	5588 (4)				
47	5570 (4)				
48	5535 (4)				
49	5505 (3)			incertaine	
50	5490 (4)			incertaine	
51	5458 (4)				
52	5423 (3)	1,7	0,3		
53	5384 (3)	0,5	0,1		
54	5360 (3)	0,5	0,1		
55	5301 (2)	0,7	0,2		
56	5277 (2)	0,9	0,2		
57	5242 (3)	0,5	0,1		
58	5161 (3)	1,3	0,3		
59	5104 (4)				
60	5053 (4)				
61	4990 (3)	0,4	0,1		
62	4980 (4)				
63	4900 (3)	0,4	0,1		

numéro	$E_\gamma (\pm \Delta E_\gamma)$ en keV	I_γ • n_γ/100 captures	$\pm \Delta I_\gamma$	Commentaires ou noyau émetteur	Résultats de Schmidt (2) E_γ en keV
64	4852 (4)				
65	4732 (3)	0,5	0,1		
66	4715 (2)				
67	4665 (4)				
68	4636 (4)				
69	4604 (3)	1,3	0,3		
70	4581 (3)	0,4	0,1		
71	4552 (3)				
72	4529 (3)				
73	4494 (3)				
74	4478 (4)				
75	4439 (3)				
76	4415 (4)	0,6	0,2		
77	4321 (3)				
78	4259 (3)				
79	4259 (3)	0,6	0,2		
80	4152 (4)				
81	4132 (4)				
82	4021 (3)	1,7	0,25		
83	3975 (3)	0,8	0,15		
84	3965 (4)	0,8	0,15		
85	3772 (3)				
86	3678 (4)				
87	3488 (3)	1,6	0,4	^{88}Sr	3490
88	3224 (3)			^{88}Sr	3228
89	3010 (2)	5,8	0,8	^{88}Sr	3010
90	2731 (3)			^{88}Sr	2734
91	2680 (3)				
92	2579 (4)				
93	2571 (4)				
94	2443 (4)				
95	2392 (2)	3,0	0,5	^{88}Sr	2396
96	2370 (3)				
97	2351 (4)				
98	2333 (2)	2,3	0,4	^{88}Sr	2332
99	2313 (3)				
100	2296 (4)				
101	2278 (2)	3,4	0,5	^{88}Sr	2279
102	2254 (3)				
103	2202 (3)	1,7	0,6	^{88}Sr	
104	2164 (3)				
105	2140 (3)				
106	2112 (2)	1,1	0,2	^{88}Sr	2113
107	2012 (4)				
108	1955 (4)				
109	1935 (2)	0,3	0,15		
110	1880 (2)	0,3	0,1		
111	1838 (1)	35,0	6	^{88}Sr	1836
112	1799 (2)	0,9	0,25		

numéro	E_γ ($\pm \Delta E_\gamma$) en keV	I_γ = n_γ/100 captures	$\pm \Delta I_\gamma$	Commentaires ou noyau émetteur	Résultats de Schmidt (2) E_γ en keV
113	1735 (2)				
114	1717 (1)	3,8	0,5	^{88}Sr	1714
115	1709 (4)			incertaine	
116	1589 (2)				
117	1560 (2)			incertaine	
118	1537 (2)	0,4	0,1		
119	1496 (3)	0,4	0,1	^{88}Sr	1500
120	1475 (3)	0,21	0,05		
121	1440 (3)	0,6	0,15	double ?	
122	1415 (3)				
123	1400 (3)				
124	1385 (2)	1,0	0,25	^{88}Sr	1388
125	1347 (2)	0,18	0,04		
126	1324 (2)	0,38	0,09		
127	1311 (2)				
128	1215 (1)	1,4	0,3		
129	1145 (2)			incertaine	
130	1059 (2)				
131	1052 (2)				
132	981 (2)				
133	942 (2)	0,15	0,04		
134	916 (2)	0,15	0,04		
135	898 (1)	16,0	3	^{88}Sr	897
136	868 (2)			^{88}Sr	
137	851 (1)	6,7	1	^{88}Sr	850
138	727 (3)			incertaine	
139	645 (4)				
140	633 (4)				
141	585 (1)	1,6	0,3	^{88}Sr	586
142	483 (1)	0,7	0,2	^{87}Sr	484
143	434 (1)	0,5	0,16		
144	388 (1)	1,7	0,4	^{87}Sr	388

nous n'avons pas cherché à mesurer les intensités des raies pour lesquelles, ces valeurs seraient entachées d'une trop grande erreur statistique. Pour certaines raies, nous indiquons les récentes valeurs en énergie de SCHMIDT et al (Sc 66) ainsi que le noyau qui émet le rayonnement. L'erreur absolue sur les énergies tient compte de l'erreur due à la détermination du centre de gravité du pic photo-électrique ou de double échappement. L'existence de raies très peu intenses est notée "incertaine" mais pour les énergies, on constate un excellent accord avec les résultats de SCHMIDT et al. L'influence du bruit de fond produit par le milieu environnant est éliminée en enregistrant séparément un spectre en l'absence d'échantillon et un autre spectre en présence d'un échantillon de graphite, pour tenir compte de la diffusion élastique des neutrons thermiques par la cible de strontium. Les raies γ qui restent non attribuées à un noyau particulier peuvent provenir, soit de transitions de faible intensité et non identifiées des isotopes du strontium, soit des impuretés telles que chlore, azote, terres rares contenues dans la cible elle-même. Néanmoins les raies issues de la capture des neutrons thermiques dans le carbone de l'échantillon ($Sr\ CO_3$) et suffisamment connues ont été éliminées.

Nous avons calculé les intensités d'un grand nombre de transitions dans deux isotopes du strontium : $^{87}_{38}Sr_{49}$ et $^{88}_{38}Sr_{50}$. Nous proposons sur les figures 15 et 16 en nous basant sur les précédentes études (Sc 66 , Gr 59 , La 61 , Al 66 , St 67) le schéma des niveaux d'excitation avec les valeurs des énergies et des intensités des transitions gamma.

Nous avons évalué l'énergie de séparation d'un neutron dans chacun des noyaux ^{87}Sr et ^{88}Sr en sommant les énergies de certaines cascades intenses issues du niveau de capture. Les tableaux suivants IV et V montrent les raies utilisées dans chaque détermination de cette énergie de séparation Sn et la valeur moyenne obtenue. L'erreur indiquée correspond à l'erreur quadratique moyenne calculée sur l'ensemble de ces déterminations.

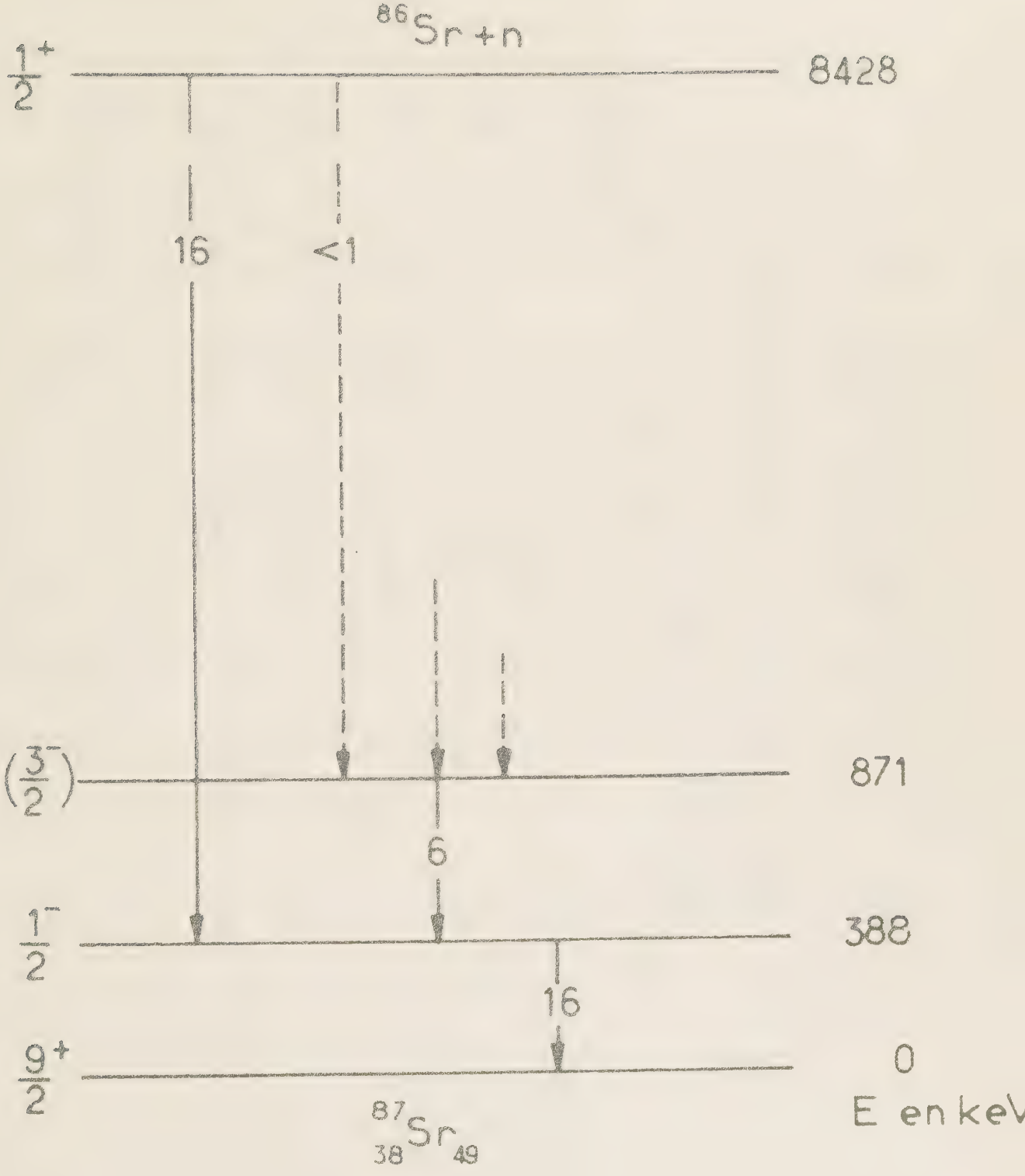


Figure 15

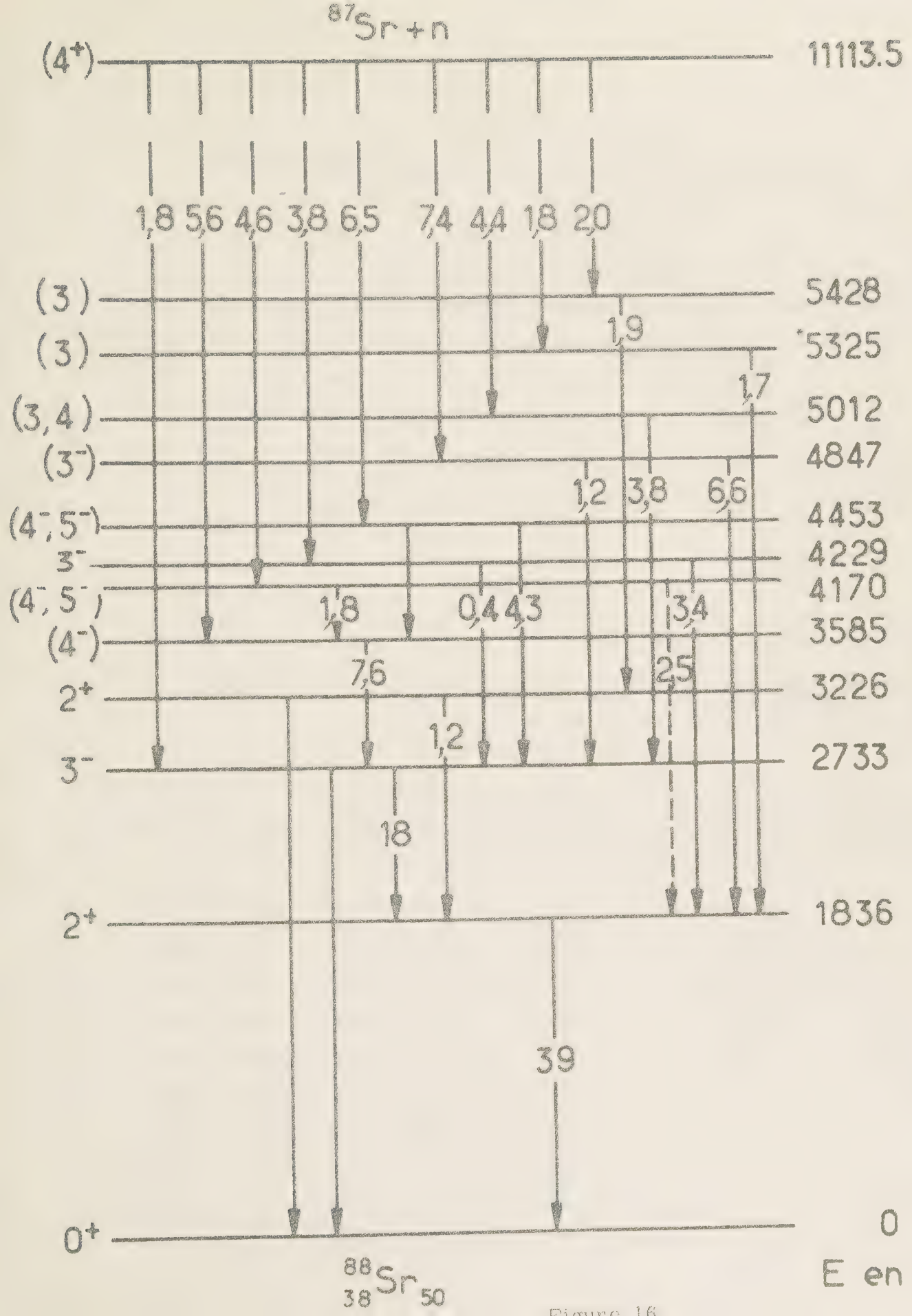

$^{87}Sr + n$
(4+)
11113.5
1,8 5,6 4,6 3,8 6,5 7,4 4,4 1,8 2,0
(3)
5428
(3)
5325
1,9
1,7
(3,4)
5012
(3-)
4847
1,2 3,8 6,6
(4-,5-)
4453
3-
4229
(4-,5-)
4170
1,8 0,4 4,3 3,4
(4-)
3585
7,6 2,5
2+
3226
1,2
3-
2733
18
2+
1836
39
0+
0
$^{88}_{38}Sr_{50}$
E en keV

Figure 16

TABLEAU IV

ENERGIE DE SEPARATION D'UN NEUTRON DANS $^{87}_{38}Sr_{49}$

Energie des raies γ utilisées en keV	Energie de séparation S_n en keV
8040 + 388 =	8428
7558 + 483 + 388 =	8429

Valeur moyenne $S_n = (8428,5 \pm 2,5)$ keV

TABLEAU V

ENERGIE DE SEPARATION D'UN NEUTRON DANS $^{88}_{38}Sr_{50}$

Energie des raies γ utilisées en keV	Energie de séparation S_n en keV
8381 + 898 + 1836 =	11115
7529 + 851 + 898 + 1836 =	11114
6944 + 585 + 851 + 898 + 1836 =	11114
6885 + 1496 + 898 + 1836 =	11115
6885 + 2392 + 1836 =	11113
6661 + 1717 + 898 + 1836 =	11112
6267 + 2112 + 898 + 1836 =	11113
6267 + 3010 + 1836 =	11113

Valeur moyenne $S_n = 11113,5 \pm 1,5$ keV

3 - Réaction Rb(n, γ)Rb

Le rubidium naturel est constitué par les deux isotopes de ^{85}Rb et ^{87}Rb. La contribution isotopique de ^{85}Rb à la capture radiative d'un neutron étant de 90 pour cent et les énergies du niveau de capture dans les noyaux qu'on peut former ^{86}Rb et ^{88}Rb étant très différentes (de l'ordre de 8,6 MeV et 6,2 MeV), il doit être possible d'étudier les rayonnements γ issus du niveau de capture dans ^{86}Rb.

Les résultats portés (Ir 68b) dans le tableau VI comportent 40 raies gamma. Les intensités, calculées pour l'absorption dans le carbonate de rubidium naturel, indiquent le nombre de transitions gamma pour 100 neutrons de capture. Pour les raies bien identifiées, nous avons calculé les intensités correspondantes à l'isotope ^{85}Rb qui capture le neutron. Pour évaluer les intensités absolues des transitions γ dans le rubidium, nous avons enregistré dans les mêmes conditions expérimentales le spectre γ issu de la capture neutronique dans un échantillon de strontium, car la section efficace de diffusion élastique des neutrons est sensiblement la même pour le strontium et le rubidium : on atténue ainsi l'erreur sur la détermination du flux neutronique. L'étude de la capture radiative sur le rubidium n'avait jamais été faite antérieurement à notre connaissance et les autres types de réaction donnant lieu au noyau ^{86}Rb sont extrêmement rares ; et c'est en cours d'analyse de nos résultats que JURNEY (Ju 68) nous a communiqué ses premières analyses sur les réactions (d, p), (d, t) et (n, γ) conduisant au noyau final ^{86}Rb. Bien que l'efficacité de détection de notre diode soit plus grande, nous observons moins de raies gamma que JURNEY et al. Ceci peut s'expliquer par le fait que JURNEY et al ayant utilisé une cible contenant de l'azote (Rb NO_3 enrichi en ^{85}Rb) rencontrent une contribution importante due aux composantes de la cible.

Nous proposons, en nous basant sur ces études, un schéma des niveaux d'excitation avec les valeurs d'énergie sur la figure 17. Les intensités des transitions correspondent aux indications du tableau VI. Nous avons cal-

numéro	E_γ (ΔE_γ) en keV	Intensité = I_γ N_γ/100 n cible naturelle	I_γ dans isotope	$\pm \Delta I_\gamma$	Nb (n,γ) : Comparaison avec JURNEY E_γ	I_γ
1	490 (1)	1,4	1,5	0,2	487,9	10,9
2	538 (1)	1,1	1,2	0,2	538,9	3,1
3	559 (1)	2,53	2,8	0,6	557,0	19,2
4	641 (2)	0,77	0,95	0,14	639,4	2,9
5	748 (2)	0,31	0,35	0,08	748,6	0,6
6	788 (2)	0,26		0,07		
7	872 (1)	peu intense			873,3	7,5
8	911 (2)	0,38	0,42	0,08	913,8	1,9
9	1028 (1)	1,35	1,5	0,2	1026,9	7,5
10	1469 (2)	0,54	0,6	0,18		
11	1635 (2)	0,38	0,42	0,08		
12	1663 (2)	0,67		0,12	1667,9	2,0
13	2128 (2)	0,48	0,53	0,14		
14	2179 (2)	0,71	peut être DE de 1 201			
15	2827 (2)	0,9	peut être DE de 1 849			
16	3412 (2)	0,84		0,26		
17	3849 (2)	1,01		0,25		
18	3980 (3)	0,34		0,09		
19	4207 (3)	0,27		0,08		
20	4390,5(3)	,44		0,08		
21	4489 (3)	0,61		0,15		
22	5214 (3)	,20		0,06		
23	5759 (2)	0,89		0,20	5760,9	0,97
24	5976 (3)	0,60		0,14		
25	6064 (3)	0,66		0,14	6064,7	0,84
26	6188 (2)	0,66		0,13	6189,1	0,68
27	6352 (3)	0,12		0,06	6352,1	0,38
28	6384 (2)	0,74		0,12	6385,2	0,43
29	6469 (3)	0,72	0,8	0,15	6471,7	0,67
30	6506 (2)	0,44		0,07	6503,9	0,32
31	6522 (2)	0,75	0,83	0,15	6520,7	1,17
32	6755 (3)	0,26		0,05		
33	6826 (2)	0,82		0,12		
34	6909 (3)	0,46	peut être double	0,12		
35	7345 (3)	1,3	1,4	0,2	7346,2	1,1
36	7372 (3)	0,33		0,08		
37	7624 (2)	2,63	2,92	0,6	7624,4	2,05
38	7765 (4)	0,12		0,04		
39	8086 (3)	0,18	0,2	0,05	8094,2	0,30
40	8647 (3)	0,67	0,75	0,2	8651,5	0,35

TABLEAU VI

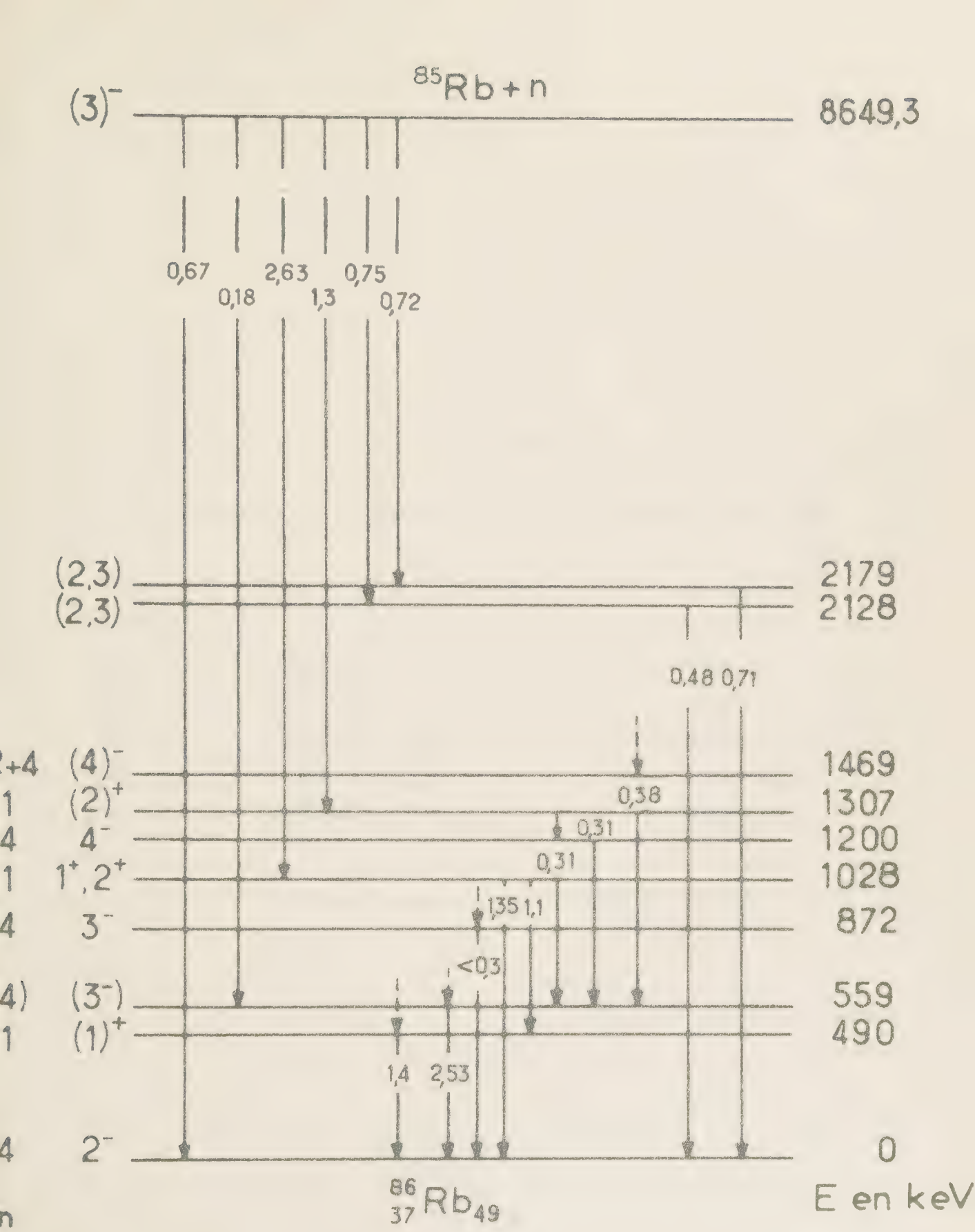

$^{85}Rb + n$
(3)⁻
8649,3
0,67
0,18
2,63
1,3
0,75
0,72
(2,3)
2179
(2,3)
2128
0,48
0,71
(4)⁻
1469
(2)⁺
1307
0,38
4⁻
1200
0,31
1⁺, 2⁺
1028
0,31
1,35
1,1
3⁻
872
<0,3
(3⁻)
559
(1)⁺
490
1,4
2,53
2⁻
0
$^{86}_{37}Rb_{49}$
E en keV

fig:17.

TABLEAU VII

ENERGIE DE SEPARATION D'UN NEUTRON DANS ^{86}Rb

E	(Δ E) en keV	S_n en keV
8647 (3)	+ 0	= 8647 (3)
8088 (3)	+ 559 (1)	= 8647 (3,1)
7624 (2)	+ 1028 (1)	= 8652 (2,2)
7345 (3)	+ 748 (2) + 559 (1)	= 8652 (3,7)
6522 (2)	+ 2128 (2)	= 8650 (2,8)
6469 (3)	+ 2179 (2)	= 8648 (3,6)

Valeur moyenne : $S_n = (8649,3 \pm 1,3)$ keV

culé l'énergie de séparation d'un neutron dans ^{86}Rb en sommant les énergies de certaines cascades intenses issues du niveau de capture. Le tableau VII montre les raies utilisées dans chacune de ces déterminations et la valeur moyenne obtenue ainsi que la précision.

4 - Réactions $^{89}Y(p,\gamma)^{90}Zr$, $^{88}Sr(p,\gamma)^{89}Y$ et $^{86}Sr(p,\gamma)^{87}Y$

Nous avons mesuré l'énergie des raies gamma, d'abord, avec la jonction Ge(Li) seule puis, avec la jonction entourée des scintillateurs de façon à réaliser un spectromètre de paires. La première expérience permet d'obtenir les énergies des raies gamma de basse énergie pour lesquelles la section efficace de création de paires $e^+ - e^-$ est faible ou nulle. Nous avons aussi déterminé les intensités relatives et les sections efficaces absolues de capture radiative pour les transitions de haute énergie et nous proposons les schémas de transitions dans les noyaux formés.

a) Energie et intensité des transitions gamma

Les parties "haute énergie" des spectres gamma obtenus avec le spectromètre sur les trois noyaux-cibles ^{89}Y, ^{88}Sr et ^{86}Sr sont représentées sur les figures 18a, 18b, 18c. Le tableau VIII donne les raies gamma de haute énergie pour ces différents noyaux. Les valeurs tiennent compte des corrections dues à l'énergie de recul du noyau émetteur ainsi que de l'effet Doppler pour lequel la durée de vie du noyau étant courte, la perturbation sur l'énergie du rayonnement émis est maximum. Les intensités sont normalisées par rapport à la raie de plus haute énergie ($I_{\gamma_0} = 100$).

L'énergie totale pour la transition directe issue du niveau de capture E_{γ_0} s'obtient par l'expression :

$$E_{\gamma_0} = E_p + S_p$$

où E_p est l'énergie cinétique du proton capturé, dans le système du centre de masse et S_p, l'énergie de séparation du proton dans le noyau formé après la capture.

$^{89}Y(p,\gamma)^{90}Zr$

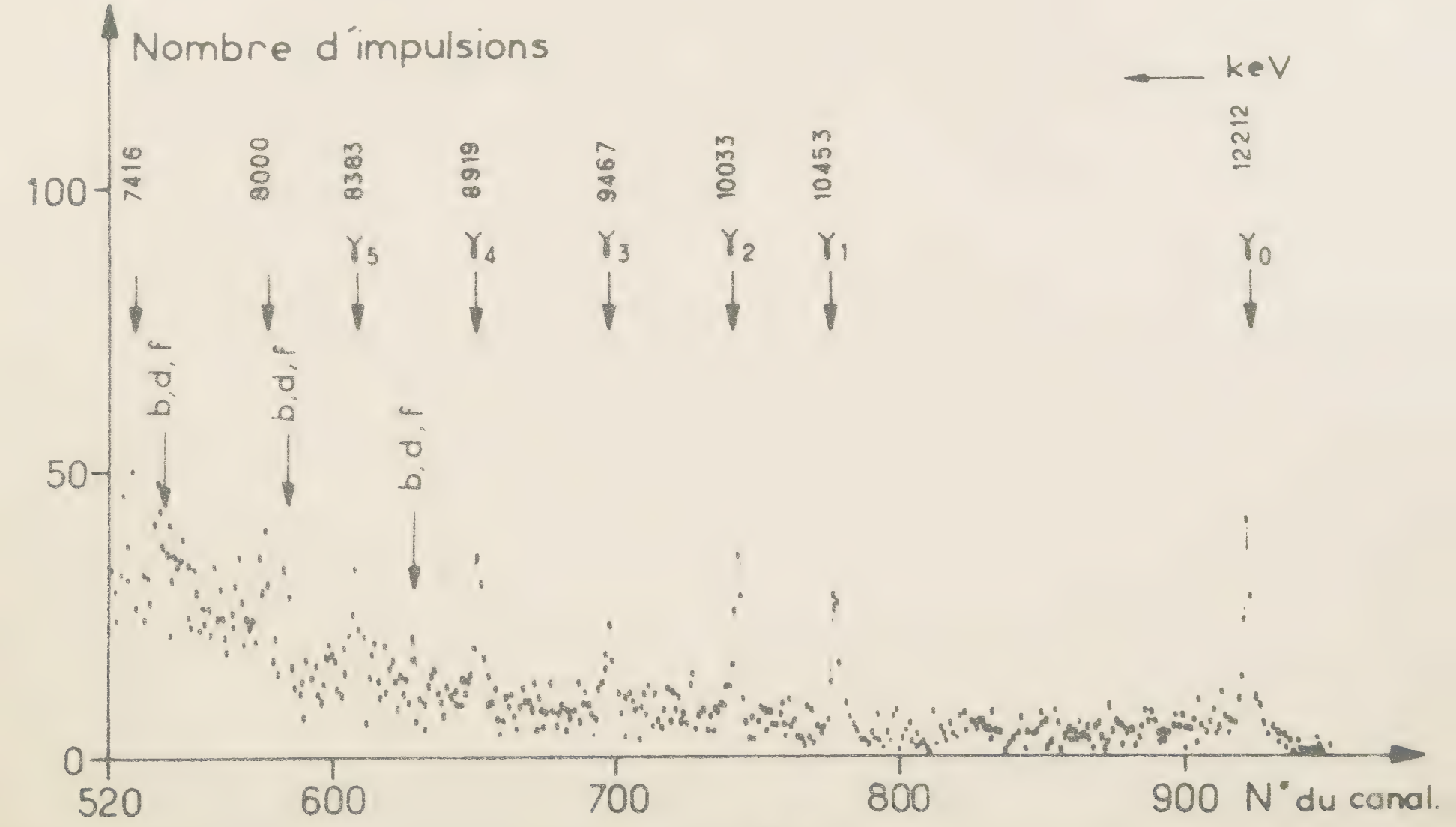


fig: 18 a.

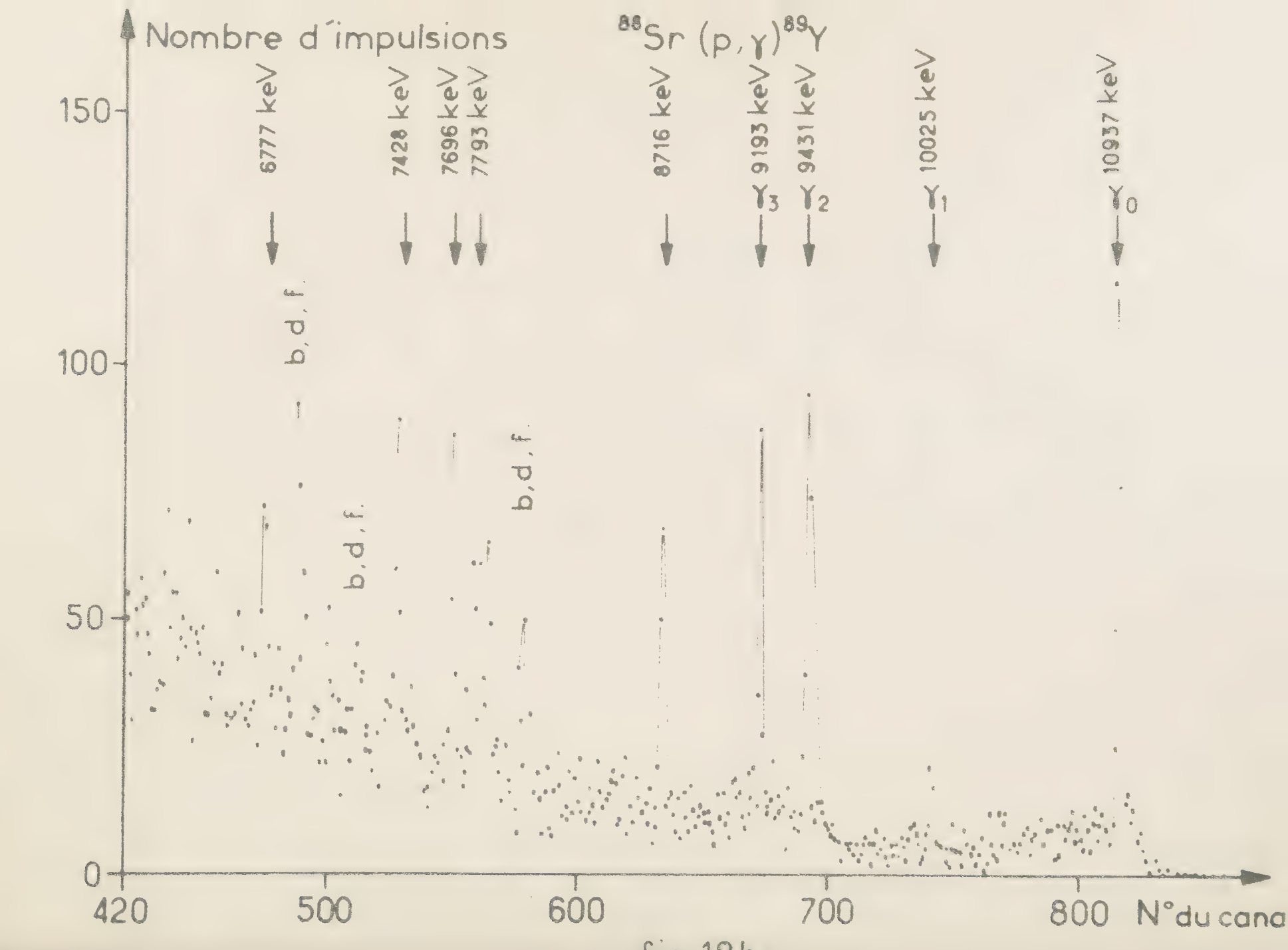

Nombre d'impulsions
$^{88}Sr\,(p,\gamma)^{89}Y$
6777 keV
7428 keV
7696 keV
7793 keV
8716 keV
9193 keV
9431 keV
10025 keV
10937 keV
γ_3
γ_2
γ_1
γ_0
b,d,f.
b,d,f.
b,d,f.
150
100
50
0
420
500
600
700
800
N°du cana

fig:18b.

$^{86}Sr(p,\gamma)^{87}Y$

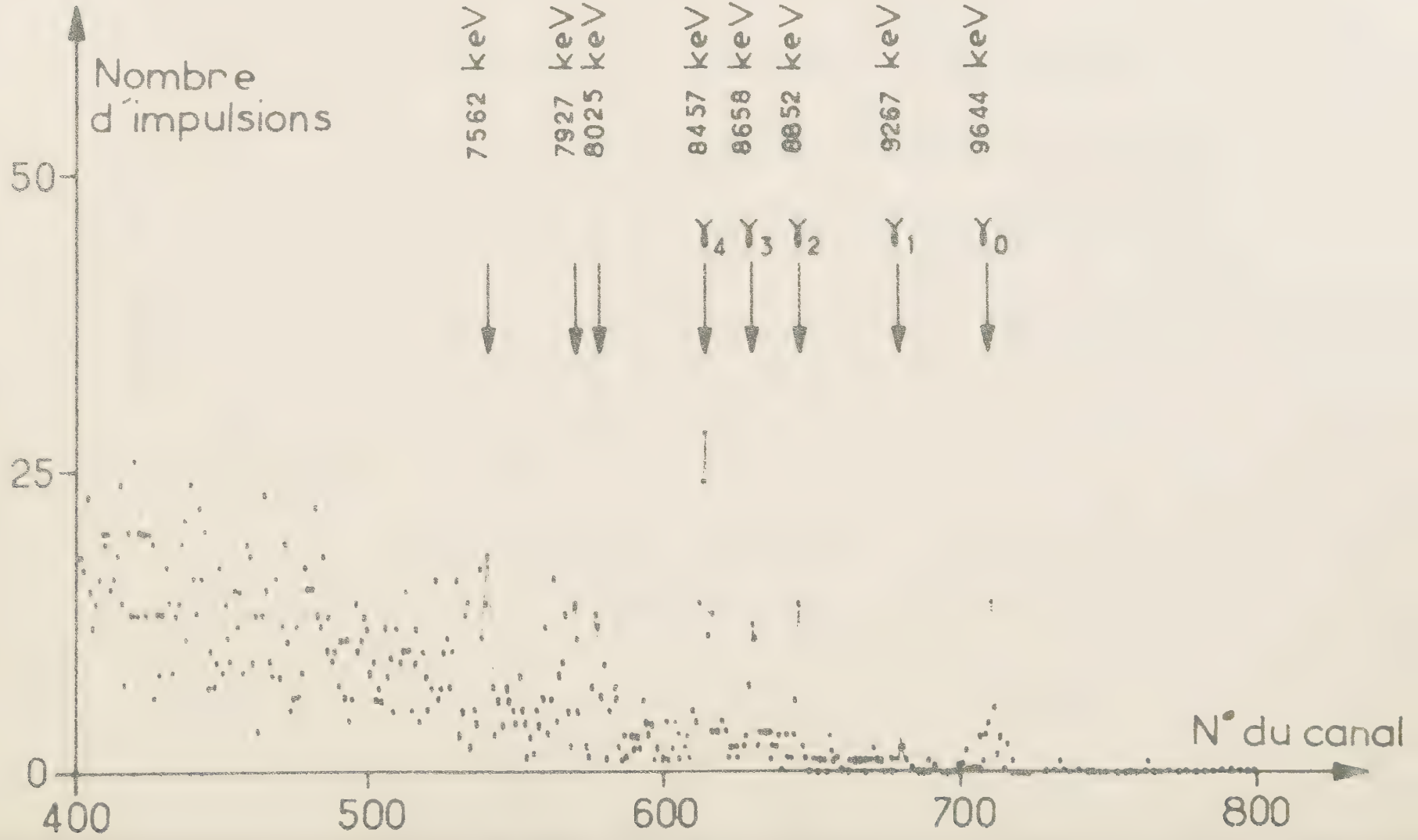


fig.18 c

TABLEAU VIII

Reaction	Transition $E_i \longrightarrow E_f$ (keV)	E_γ (keV)	I_{γ_i} normalisé à $I_o = 100$	$\sigma(p,\gamma_i)$ (μb)	$\sigma(p,\gamma$ (μb)
$^{89}_{39}Y_{50}(p,\gamma)^{90}_{40}Zr_{50}$	12212 ⟶ 0	12212	100	8.3	21
	12212 ⟶ 1759	10453	40	3.3	
	12212 ⟶ 2179	10033	47	3.9	
	12212 ⟶ 2745	9467	16	1.3	
	12212 ⟶ 3292	8919	26	2.2	
	12212 ⟶ 3827	8383	18	1.5	
$^{88}_{38}Sr_{50}(p,\gamma)^{89}_{39}Y_{50}$	10937 ⟶ 0	10937	100	41	78
	10937 ⟶ 912	10025	11	4.5	
	10937 ⟶ 1506	9431	47	19	
	10937 ⟶ 1744	9193	34	14	
$^{86}_{38}Sr_{48}(p,\gamma)^{87}_{39}Y_{48}$	9644 ⟶ 0	9644	100	16.3	51
	9644 ⟶ 377	9267	14	2.3	
	9644 ⟶ 792	8852	52	8.4	
	9644 ⟶ 986	8658	58	9.5	
	9644 ⟶ 1187	8457 (doublet)	90	14.7	

Nous avons observé des raies de basse énergie dont l'intensité est difficile à mesurer mais qui, par addition avec les raies de haute énergie, donnent un bon accord sur E_{γ_o}. Ce sont :

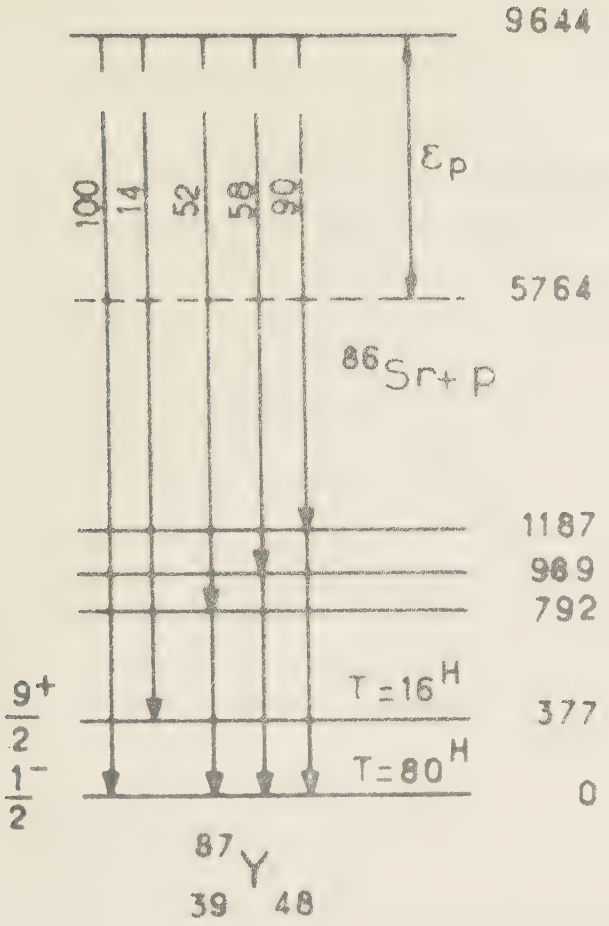
dans ^{90}Zr : E_γ = 3828 keV, 3293 keV, 2749 keV et 2177 keV ;
dans ^{89}Y : E_γ = 1739 keV et 1502 keV
dans ^{87}Y : E_γ = 1187 keV, 986 keV et 792 keV

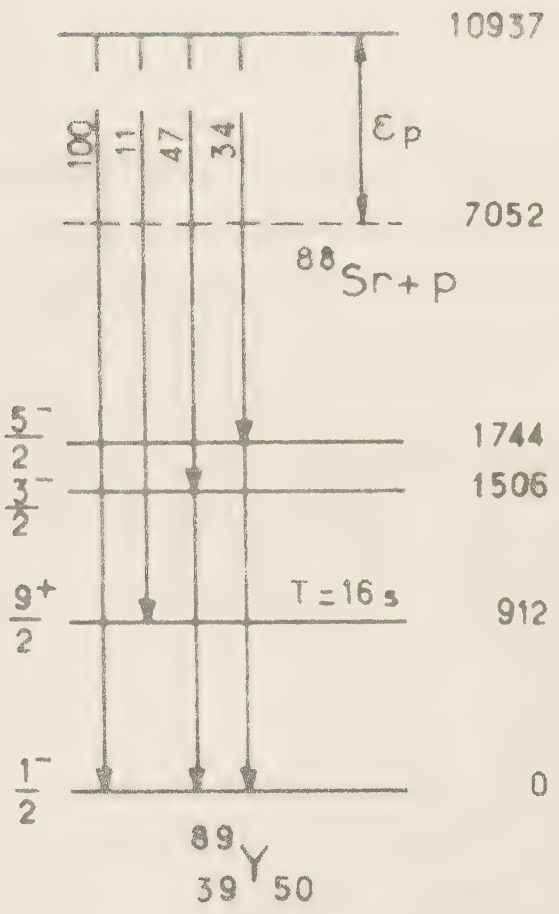
—— Schémas de niveau proposés et détermination de l'énergie de séparation du proton S_p

Sur la figure 19, nous avons porté les transitions observées dans les noyaux formés, soient ^{90}Zr, ^{89}Y et ^{87}Y. Cette construction est basée sur les résultats antérieurs (Le 67, Pi 69, St 67, Ma 67, Bu 67, Ro 69) et sur nos mesures. Compte tenu de l'incertitude de 6 keV sur les valeurs d'énergie, on peut appliquer sur les transitions observées la règle de somme pour calculer l'énergie de séparation du proton dans chaque noyau. La valeur moyenne de Sp obtenue et l'incertitude qui est égale à l'erreur quadratique moyenne des déterminations sont données dans le tableau IX.

TABLEAU IX

Noyaux	S_p Tables de masse	Nos valeurs
$^{90}_{40}Zr_{50}$	8381 $\pm$ 6	8340 $\pm$ 4,5
$^{89}_{39}Y_{50}$	7074 $\pm$ 7	7052 $\pm$ 4,5
$^{87}_{39}Y_{48}$	5940 $\pm$ 200	5764 $\pm$ 5





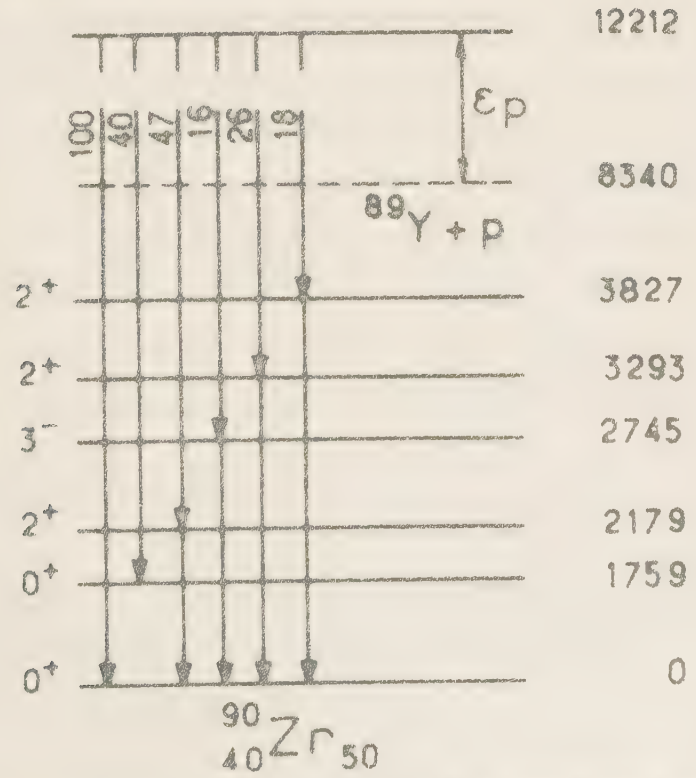


fig: 19.

Schémas proposés pour les noyaux formés par réaction (p, γ)

Nous avons également porté les valeurs déduites des tableaux de masse (MA 65) et on constate qu'il n'y a pas un recouvrement des diverses valeurs dans la limite des erreurs sauf dans le dernier cas où l'incertitude de la valeur de référence est très importante.

b) Détermination des sections efficaces

La mesure de l'efficacité absolue du détecteur Ge(Li) donne, pour la raie d'énergie 1,33 MeV du ^{60}Co et pour une distance source-capot du détecteur égale à 10 cm, une valeur de :

$$\varepsilon_p = 2 \times 10^{-4}$$

Connaissant l'épaisseur des cibles et le flux de protons, on peut calculer, dans la direction choisie (θ = 55° par rapport à la direction des protons incidents), la section efficace différentielle pour les trois réactions (p, γ_i) où γ_i représente le rayonnement de désexcitation vers les états du noyau final. Pour calculer la section efficace totale pour chaque réaction et pour chaque transition, on suppose que la distribution angulaire des raies gamma est isotrope. Ceci est vrai pour la réaction $^{89}Y + p$ où la capture d'onde "s" est prédominante à l'énergie de proton utilisée mais il l'est moins pour les réactions $^{88}Sr + p$ et $^{86}Sr + p$ où comme nous le verrons au chapitre suivant la capture d'onde "d" intervient d'une manière importante. Cette contribution mise à part, l'erreur sur les sections efficaces est voisine de 25 pour cent ; ces résultats sont portés dans le tableau VIII.

- NOYAUX AUTOUR DE N = 82

D'abord, nous donnons les résultats obtenus par réactions de capture radiative de neutrons de 58 meV sur les cibles de baryum, de lanthane et de cérium et ensuite, ceux obtenus par les mesures sur le niveau métastable à $E^* = 2083$ keV du cérium 140.

1 - Réactions $^{138}Ba(n,\gamma)^{139}Ba$, $^{139}La(n,\gamma)^{140}La$ et $^{140}Ce(n,\gamma)^{141}Ce$

Les différentes raies gamma observées dans chacune de ces réactions sont portées dans les tableaux X, XI et XII. Comme pour les réactions autour de N = 50, les raies gamma qui ne sont pas attribuées à un noyau particulier peuvent provenir soit de niveaux encore mal connus soit des impuretés contenues dans les cibles. Dans le cas de ^{138}Ba et de ^{141}Ce, les intensités relatives sont déterminées par rapport à la transition très intense observée dans chacun de ces noyaux entre le premier état excité et l'état fondamental. Mais pour ^{140}La, une telle transition n'existe pas et les intensités relatives sont évaluées par comparaison avec une transition primaire intense à E_γ = 5094 keV, observée également par HUGHES et al (Hu 66). Dans les tableaux X et XI pour ^{139}Ba et ^{140}La, figurent les énergies et les intensités mesurées par MORAGUES et al (Mo 69) et par HUGHES et al (Hu 66).

Sur les figures 20, 21, 22, sont portés respectivement les schémas de transitions dans ^{139}Ba, ^{140}La et ^{141}Ce, déduits de nos mesures d'énergie et d'intensité. Pour construire ces schémas, nous avons tenu compte des résultats déjà existants, en particulier des réactions de stripping (d, p). Pour faciliter cette comparaison, les valeurs correspondantes de l_n sont indiquées pour un grand nombre de niveaux.

Les tableaux suivants XIII, XIV, XV indiquent successivement les raies gamma utilisées pour déterminer l'énergie de séparation S_n d'un neutron dans les noyaux formés, c'est-à-dire ^{139}Ba, ^{140}La et ^{141}Ce.

TABLEAU XIII

CALCUL DE S_n DANS ^{139}Ba

Valeurs en keV

4095 + 627	= 4722
3639 + 456 + 627	= 4722
2593 + 1049 + 456 + 627	= 4725
2567 + 1075 + 456 + 627	= 4725
2538 + 1557 + 627	= 4722
2244 + 1853 + 627	= 4724

S_n moyen = 4723,3 $\pm$ 1,5 keV

TABLEAU X

Raies gamma dans $^{138}Ba(n,\gamma)^{139}Ba$

n°	E_γ (ΔE_γ) (keV)	I_γ	ΔI_γ	Valeurs de Moragues (MO 69)	
				E_γ (keV)	I_γ
1	4095 (2)	79	7	4096,1	60
2	3639 (2)	21,5	2	3641,4	20
3	2593 (2)	13,0	2	2594,1	8
4	2567 (3)	2,7	0,5	2567,0	3
5	2538 (3)	5,5	0,8	2537,0	3
6	2528 (3)	5,5	0,8	2522,5	8,5
7	2289 (3)	3,3	0,8		
8	2244 (2)	7,0	1,0	2242,0	5
9	1853 (1)	5,0	1,5	1854,0	3
10	1752 (1)	3,5	0,7		
11	1557 (1)	2,8	0,6	1558,0	2,5
12	1418 (1)	3,1	0,6	1420,1	5
13	1399 (1)	2,1	0,5		
14	1341 (1)	2,2	0,4		
15	1075 (1)	2,0	0,5	1076,0	< 1
16	1064 (1)	2,8	0,6		
17	1049 (1)	11,0	2,0	1047,4	3
18	627 (1)	100,0	7,0	627,26	100
19	456 (1)	26,0	3,0	454,67	27
20	296 (2)	1,6	0,8	295	< 1

TABLEAU XI

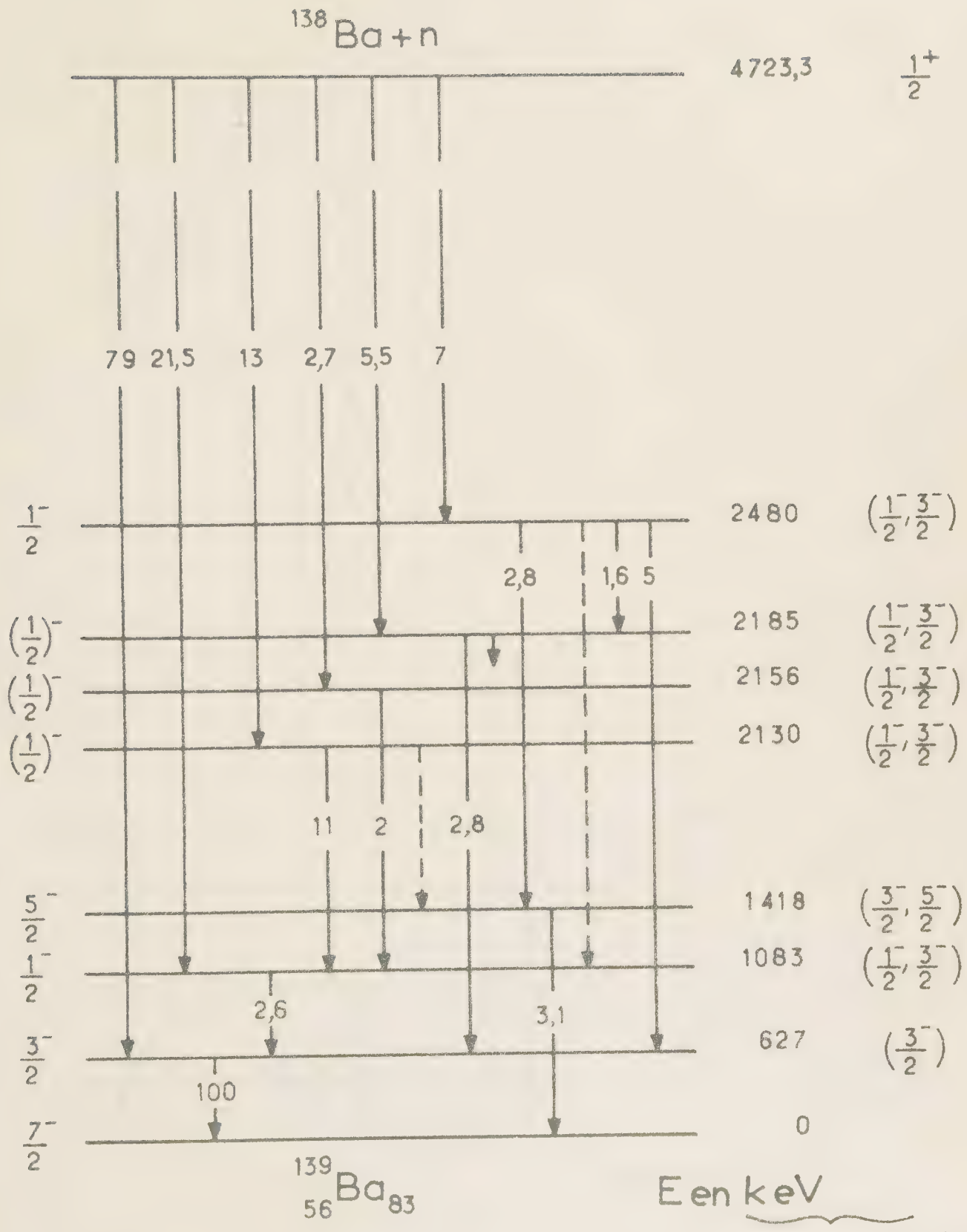
Raies gamma dans $^{139}La(n,\gamma)^{140}Ce$

n°	E_γ ($\pm\Delta E_\gamma$) (keV)	I_γ	ΔI_γ	Valeurs de Hughes (HU 66) E_γ (keV)	I_γ
1	5157 (4)	1,5	0,5	5165	1,5
2	5126 (4)	1,8	0,4	5130	2,3
3	5094 (2)	12,5	2	5101	12,5
4	4885 (3)	4,4	0,8	4890	2,6
5	4838 (2)	10,8	1,5	4845	12,1
6	4501 (3)	3,5	0,5	4503	3,1
7	4411 (3)	2,6	0,4	4416	4,3
8	4387 (3)	3,6	0,5	4390	4,6
9	4045 (4)			4043	0,43
10	3900 (4)			3900	0,75
11	3817 (4)			3820	0,39
12	3726 (4)			3728	1,6
13	3715 (3)	2,0	0,4	3717	1,2
14	3662 (3)	3,5	0,5	3666	2,8
15	3603 (3)	1,7	0,3	3608	2,1
16	3436 (3)	0,5	0,1	3441	0,82
17	3421 (3)	0,5	0,1	3421	1,4
18	3329 (3)	0,5	0,1		
19	3313 (3)	0,8	0,1		
20	3281 (3)	0,5	0,1	3285	1,0
21	3260 (3)	0,8	0,1		
22	3078 (2)	1,9	0,2	3080	1,9
23	2347 (2)	0,8	0,1		
24	1970 (2)	0,7	0,09		
25	1749 (2)	0,6	0,08		
26	1697 (1)	1,1	0,1		
27	1615 (1)	0,6	0,07		
28	1493 (1)	0,9	0,09		
29	1444 (1)	1,1	0,1		
30	1326 (1)	0,8	0,06		
31	1258 (1)	1,0	0,3		
32	779 (1)	0,6	0,2		
33	747 (2)	0,2	0,08		
34	721 (1)	1,7	0,2	722	23
35	667 (2)	0,5	0,1		
36	655 (1)	1,4	0,2	659	21
37	605 (1)	2,2	0,4	609	17
38	566 (1)	3,2	0,5	567	32
39	498 (1)	1,4	0,3		
40	422 (1)	4,2	0,6	423	4
41	319 (2)			317	3
42	289 (1)	3,5	0,5	286	86
43	274 (1)	2,9	0,6	271	61
44	240 (1)	1,6	0,3	236	58
45	221 (1)	3,0	0,5	217	100

TABLEAU XII

Raies gamma dans $^{140}Ce(n,\gamma)^{141}Ce$

n°	$E\gamma(\pm\Delta E\gamma)$ (keV)	$I\gamma$	$\Delta I\gamma$
1	4764 (2)	78, 0	7
2	4336 (2)	15, 9	2
3	4319 (4)		
4	4289 (2)	32, 5	4
5	3718 (4)		
6	3666 (3)	3, 12	0, 5
7	3615 (3)	4, 0	0, 4
8	3607 (3)	4, 0	0, 4
9	3366 (3)	2, 6	0, 5
10	3331 (4)		
11	3237 (3)	3, 6	0, 6
12	3107 (3)	3, 9	1
13	3087 (3)	3, 25	0, 4
14	3016 (2)	6, 9	0, 8
15	2997 (2)	6, 2	0, 6
16	1809 (2)	2, 7	0, 3
17	1747 (2)	7, 5	0, 4
18	1675 (2)	2, 0	0, 3
19	1495 (2)	2, 6	0, 2
20	1347 (1)	5, 4	0, 5
21	1324 (1)	5, 4	0, 5
22	1229 (1)	6, 2	0, 7
23	1183 (1)	10, 3	1, 0
24	1169 (2)	3, 0	0, 6
25	1115 (1)	4, 0	0, 8
26	1089 (1)	17, 0	3
27	1049 (1)	12, 6	2
28	1035 (2)	6, 3	1
29	994 (2)	4, 0	1
30	975 (2)	4, 5	0, 9
31	942 (1)	10, 3	2
32	661 (1)	100, 0	10
33	605 (2)	6, 6	0, 7
34	582 (2)	5, 9	1
35	475 (1)	26, 0	3
36	440 (1)	61, 1*	5
37	339 (2)	93, 0	6



nos resulta

fig: 20.

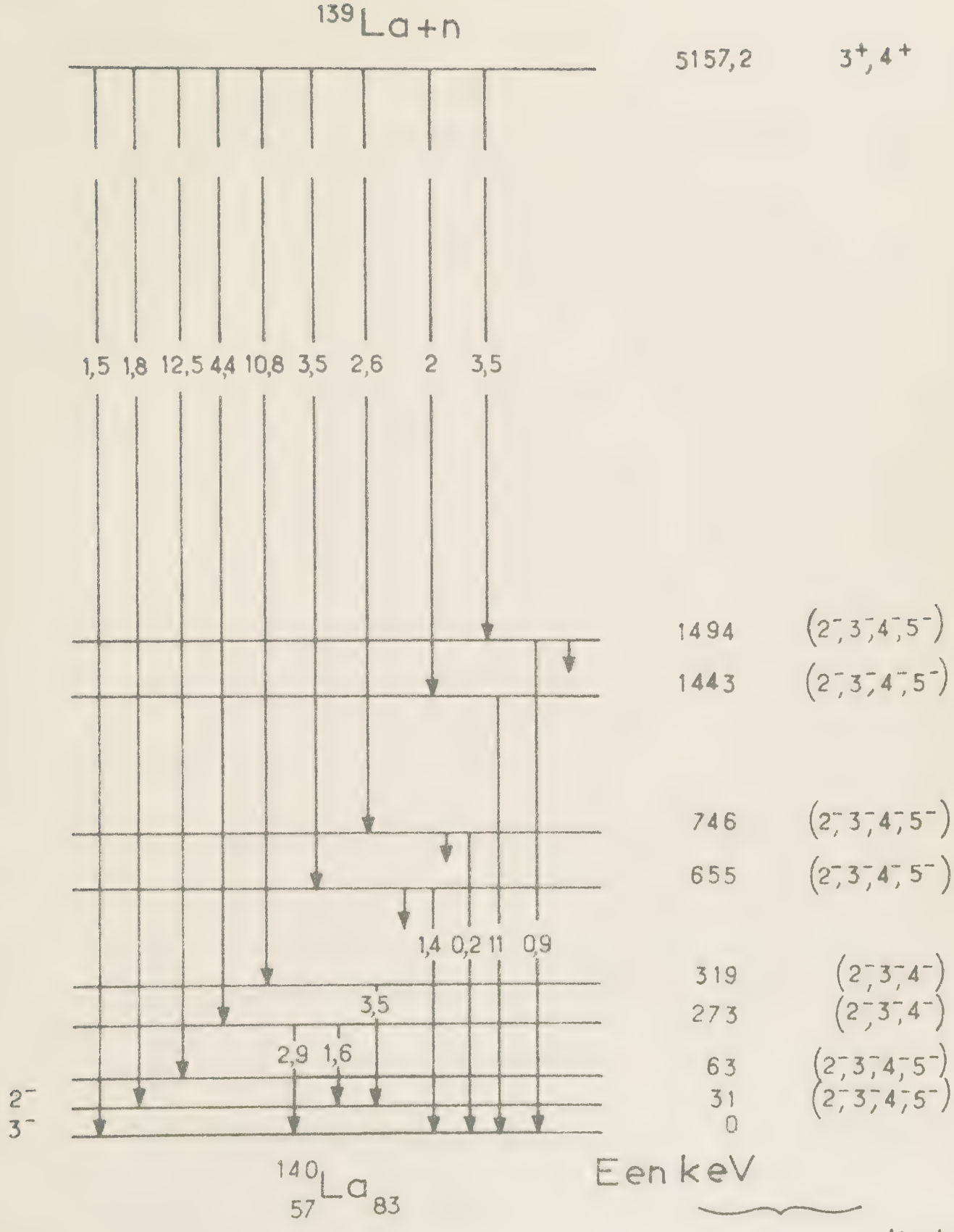

$^{139}La+n$
5157,2
$3^+, 4^+$
1,5 1,8 12,5 4,4 10,8 3,5 2,6 2 3,5
1494
$(2^-,3^-,4^-,5^-)$
1443
$(2^-,3^-,4^-,5^-)$
746
$(2^-,3^-,4^-,5^-)$
655
$(2^-,3^-,4^-,5^-)$
1,4 0,2 11 0,9
319
$(2^-,3^-,4^-)$
3,5
273
$(2^-,3^-,4^-)$
2,9 1,6
63
$(2^-,3^-,4^-,5^-)$
2^-
31
$(2^-,3^-,4^-,5^-)$
3^-
0
$^{140}_{57}La_{83}$
Een keV
nos resultats

fig: 21.

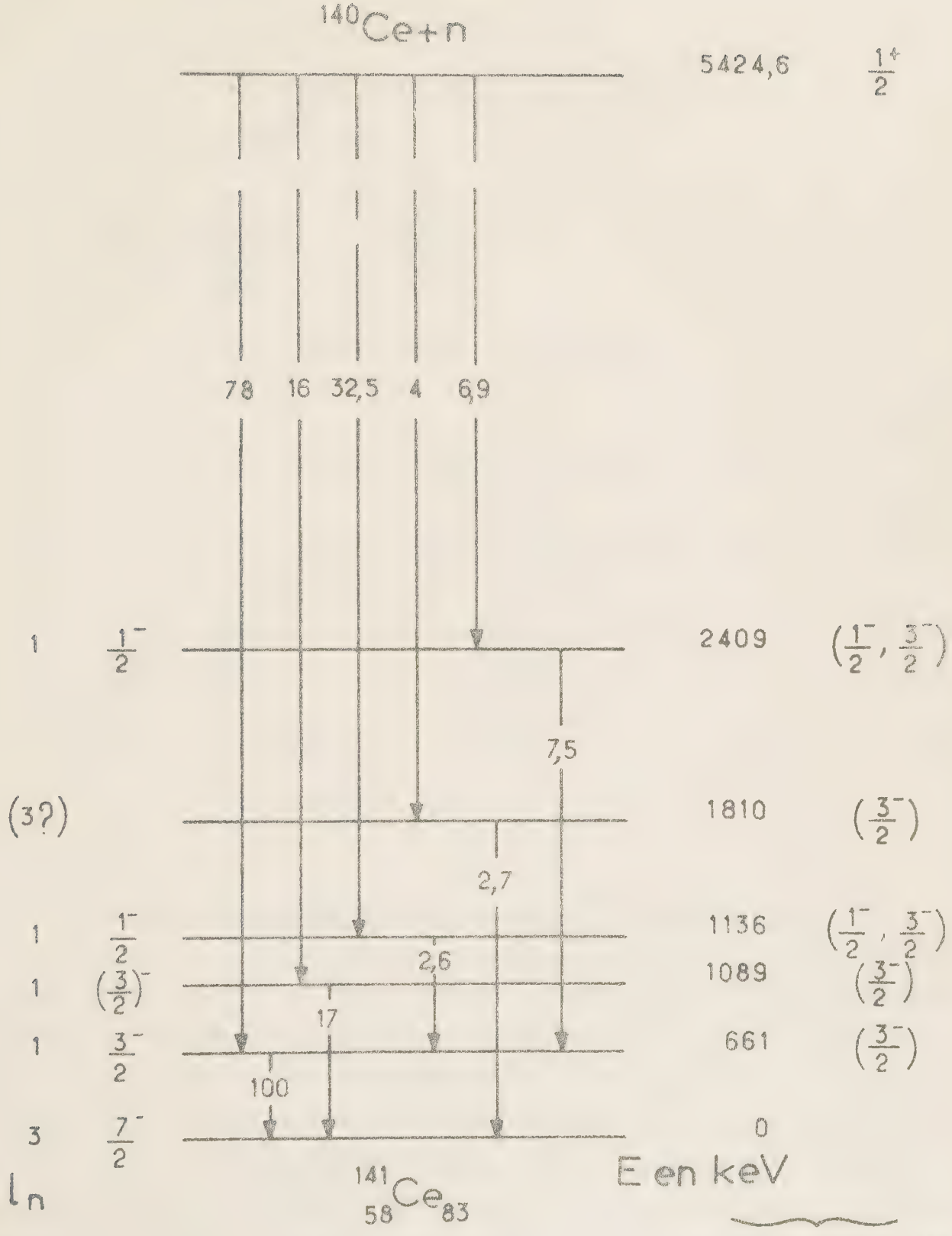

$^{140}Ce+n$
5424,6
$\frac{1^+}{2}$
78
16
32,5
4
6,9
1
$\frac{1^-}{2}$
2409
$\left(\frac{1^-}{2}, \frac{3^-}{2}\right)$
7,5
(3?)
1810
$\left(\frac{3^-}{2}\right)$
2,7
1
$\frac{1^-}{2}$
1136
$\left(\frac{1^-}{2}, \frac{3^-}{2}\right)$
2,6
1
$\left(\frac{3}{2}\right)^-$
1089
$\left(\frac{3^-}{2}\right)$
17
1
$\frac{3^-}{2}$
661
$\left(\frac{3^-}{2}\right)$
100
3
$\frac{7^-}{2}$
0
l_n
$^{141}_{58}Ce_{83}$
E en keV
nos resultats

fig: 22.

TABLEAU XIV

CALCUL DE S_n DANS ^{140}La

Valeurs en keV

5157	+ 0	=	5157
4885	+ 274	=	5159
4501	+ 655	=	5156
3715	+ 1444	=	5159
3662	+ 1493	=	5155

S_n moyen = 5157,2 $\pm$ 1,5 keV

TABLEAU XV

CALCUL DE S_n DANS ^{141}Ce

Valeurs en keV

4764	+ 661	=	5425
4336	+ 1089	=	5425
4289	+ 1136	=	5425
3615	+ 1809	=	5424
3016	+ 1747 + 661	=	5424

S_n moyen = 5424,6 $\pm$ 1,5 keV

2 - Mesure de la durée de vie de l'état à $E^* = 2083$ keV dans ^{140}Ce

Nous représentons sur la figure 23, un schéma partiel de la désintégration β^- de ^{140}La . La source radioactive de ^{140}La est obtenue par capture de neutrons thermiques dans le lanthane ^{139}La ($\bar{\sigma}a$ = 8,9 barns). On voit que le niveau à $E^* = 2083$ keV dans le ^{140}Ce peut être, en particulier, alimenté par une cascade intense de β^- (35 %) et de rayonnement gamma de 329 keV. A l'aide du spectromètre composé par le convertisseur de temps en amplitude, nous avons enregistré à 6 angles de détection θ différents et correspondants à des écarts constants de cos θ , les spectres en temps (θ est l'angle

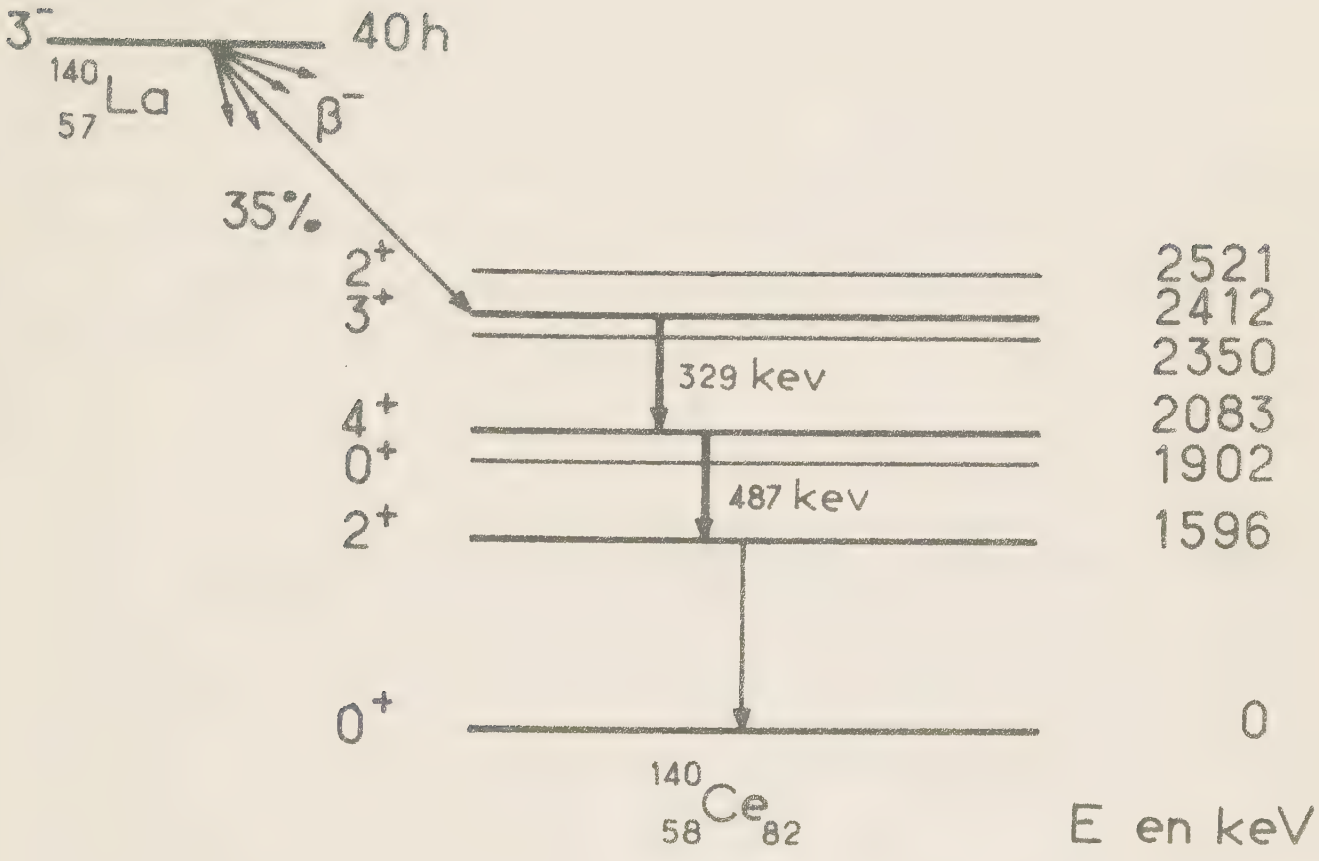

3⁻
40h
140 57 La
β⁻
35%
2⁺
3⁺
4⁺
0⁺
2⁺
0⁺
329 kev
487 kev
2521
2412
2350
2083
1902
1596
0
140 58 Ce 82
E en keV

fig: 23.

formé par les deux directions d'émission des rayonnements à 329 keV et à 487 keV. Sur la figure 24 nous représentons un des spectres obtenus pour $\cos \theta = -1$. La valeur de la durée de vie obtenue est $\tau = 4,95$ ns.

Il faut cependant prendre garde à des variations qui peuvent être dues à des perturbations du milieu environnant sur cet état intermédiaire métastable (Ir 68c). Comme nous le montrerons dans le paragraphe suivant, elles peuvent modifier sensiblement une corrélation angulaire et par conséquent la pente de la courbe de décroissance en fonction du temps de l'état intermédiaire(figure 25). La valeur de cette durée de vie mesurée à $\cos \theta = o$ est $\tau = 4,8$ ns. Si on prend maintenant la valeur moyenne pour faire des comparaisons avec les calculs théoriques, on trouve :

$$\tau = (4,87 \pm 0,14)\ 10^{-9}\text{s}$$

3 - Mesure de la corrélation angulaire entre les rayonnements de 329 keV et de 487 keV par la méthode différentielle

Nous rappellerons ici certaines propriétés de la fonction de corrélation angulaire, dépendante du temps (St 64) . Elle s'écrit :

$$W(\theta, t) = e^{-\lambda t} \left[1 + \sum_{k=1}^{k=i\,max} Ak\ Gk(t)\ Pk(\cos\theta) \right]$$

où - λ est la constante de temps de décroissance du niveau intermédiaire

- k est déterminé par les valeurs des moments angulaires des deux rayonnements et du niveau intermédiaire
- Pk (cos θ) représente le polynôme de Legendre d'ordre k les coefficients constants Ai dépendent du moment angulaire des niveaux et des rayonnements
- les facteurs Gk(t) sont fonction du temps passé par le noyau dans l'état intermédiaire métastable.

ABRAGAM et POUND (Ab 53) donnent pour Gk(t) l'expression suivante :

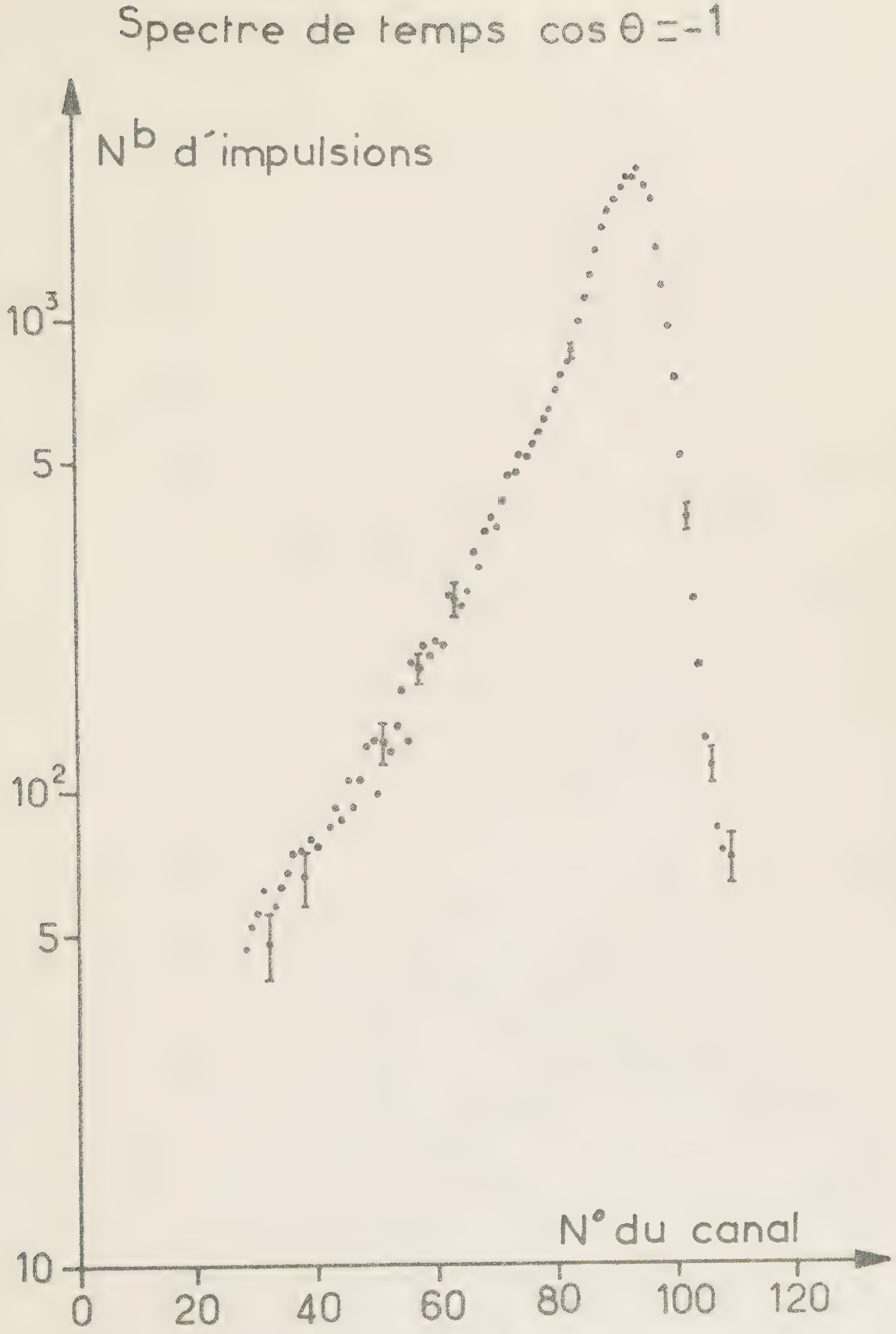

Spectre de temps cos θ = -1
N^b d'impulsions
10^3
5
10^2
5
10
N° du canal
0
20
40
60
80
100
120

fig: 24.

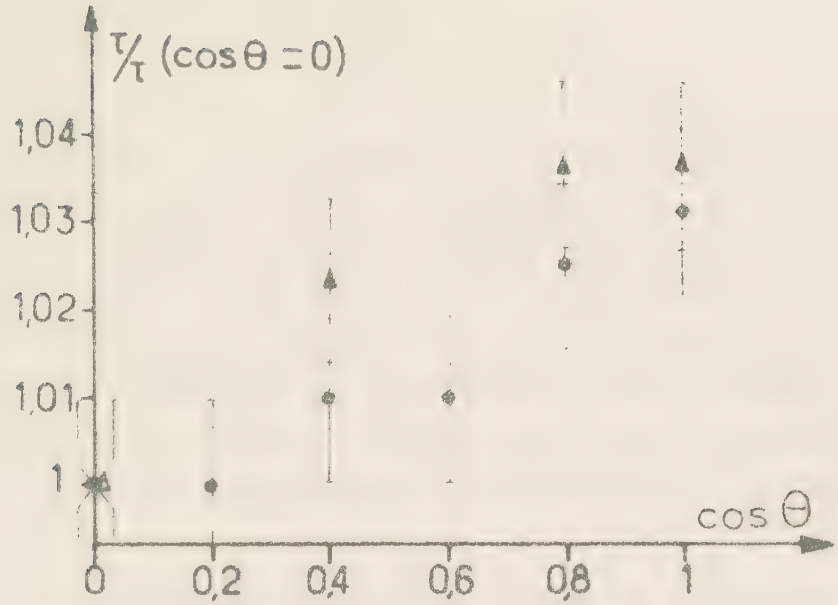


fig: 25.

Variation du coefficient de la
fonction de corrélation angulaire

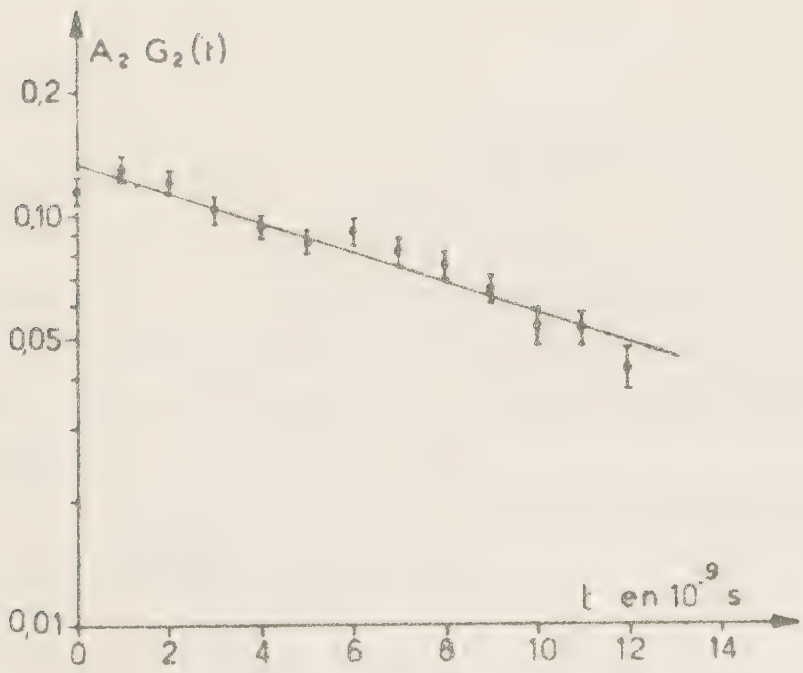


fig: 26.

$$Gk(t) = e^{-\lambda_k t}$$

où λ_k dépend de k, des moments angulaires, du spin de l'état intermédiaire et des champs électromagnétiques externes. L'interaction est alors du type électromagnétique et la perturbation apportée à chaque interaction est faible devant la perturbation globale.

DILLENBURG et MARIS (Di 62) formulent des hypothèses plus générales. L'interaction, de nature statistique, se produit au hasard dans l'espace et est invariante dans les transformations inverses de parité et de temps.

Ces considérations incluent les interactions fortes et de courte durée aussi bien que les couplages faibles supposés dans la théorie précédente. Le facteur d'atténuation prend alors la forme suivante :

$$Gk(t) = \sum_{r}^{r\,max} \varepsilon_r \, e^{-\lambda_r t}$$

$$\text{avec } \sum_{r}^{r\,max} \varepsilon_r = 1$$

Le nombre de λ_r non nul est donné par I ou $I - \frac{1}{2}$ si I est entier ou demi-entier, I étant le spin du niveau intermédiaire métastable. Dans cette théorie, la variation de Gk(t) se traduira donc en coordonnées logarithmiques par une suite de lignes de pente différente correspondant à chaque λr.

Nous avons déterminé les 3 premiers termes de la fonction de corrélation pour tenir compte de la présence éventuelle d'un mélange de multipolarité pour les transitions gamma.

Si on ne tient pas compte de la décroissance radioactive de la source, cette fonction s'écrit :

$$W(\theta, t) = 1 + A_2 \; G_2(t) \; P_2(\cos\theta) + A_4 \; G_4(t) \; P_4(\cos\theta)$$

Un programme de calcul par une méthode de moindres carrés a été effectué avec un ordinateur. A cause de la présence de coïncidences promptes les valeurs correspondantes aux 2 premières nanosecondes sont prises par extrapolation. Les valeurs de $A_4\ G_4(t)$ sont très petites devant celles de $A_2\ G_2(t)$ et l'incertitude expérimentale empêche de voir une variation sensible en fonction du temps. Nous avons alors représenté sur la figure 26 la variation de $A_2\ G_2(t)$ en fonction du temps : on en déduit une expression analytique :

$$A_2\ G_2(t) = A_2\ e^{-t/12,3} \quad \text{avec t exprimé en } 10^{-9}\text{s}$$

En tenant compte également des corrections géométriques, la valeur trouvée est :-

$$A_2 = -0,135 \pm 0,007$$

Nous avons calculé l'expression théorique pour la cascade :

$$3^+ \text{ (dipolaire)} \longrightarrow 4^+ \text{ (quadrupolaire)} \longrightarrow 2^+$$

ce qui donne : $W(\theta, o) = 1 - 0,140\ P_2(\cos\theta)$

expression qui est en très bon accord avec nos résultats. Les valeurs obtenues par d'autres chercheurs varient entre $-0,097$ et $-0,125$ avec une valeur très faible pour A_4.

Par ailleurs, on constate bien sur la courbe de la figure 26 qu'il n'est pas nécessaire de faire intervenir plus d'une fonction exponentielle pour avoir un bon accord avec les résultats expérimentaux. Les légères fluctuations n'excluent pas l'existence d'autres phénomènes mais l'écart par rapport à la droite ne dépasse pas les limites de l'incertitude expérimentale. Le temps de

relaxation τ_2 = 12,3 ns caractérise la rapidité avec laquelle les sous états magnétiques du niveau 4^+ approchent d'une population uniforme : la corrélation angulaire est pratiquement isotrope à partir de t = 12,3 ns. La valeur de τ_2 que nous trouvons est plus petite que celle obtenue par SCHMORAK et al (Sc 64) : on peut expliquer cette différence par le fait que les champs électromagnétiques dûs aux atomes ionisés disparaissent très rapidement dans leur cas (source évaporée) alors qu'en solution, ces champs persistent et s'ajoutent aux champs dûs aux molécules d'eau dans la solution. La théorie d'ABRAGAM et POUND suffit à expliquer nos résultats expérimentaux et on peut ajouter que les champs magnétiques intenses dûs à la radioactivité β^- à partir du noyau initial ^{140}La ou aux ions de cérium et de lanthane n'ont pas d'influence sur le spin du niveau métastable à E^* = 2083 keV.

Cette méthode de mesure nous a permis, en tenant compte de ces phénomènes de perturbation, de réévaluer la durée de vie de cet état et de déterminer le coefficient de la corrélation angulaire. Ces valeurs permettent en particulier d'attribuer d'une façon certaine les caractéristiques $J^\pi = 3^+$ au niveau à E^* = 2412 keV dans le noyau ^{140}Ce. La structure de l'état métastable à E^* = 2083 keV sera étudiée dans le chapitre suivant en même temps que celle des noyaux voisins formés par capture radiative de neutrons.

CHAPITRE IV

INTERPRETATION ET DISCUSSION DE CES RESULTATS

Nous allons étudier successivement, à partir de nos résultats expérimentaux, la structure nucléaire pour N = 48 , 49 , 50 et 51 et ceci en fonction du nombre de protons. Nous en ferons de même pour N = 82 et 83 et nous terminerons par l'analyse des propriétés communes à tous ces noyaux.

ETUDE DE LA STRUCTURE NUCLEAIRE AUTOUR DE N = 50

1 - Structure nucléaire pour N = 48

- niveaux d'énergie dans $^{87}_{39}Y$ - Figure 19

Ce noyau est obtenu par la réaction $^{86}Sr(p,\gamma)$. Le noyau cible ayant le spin et la parité $I^{\pi} = 0^+$, la capture d'un proton "s" donnerait un seul couple de valeur, $J^{\pi} = \frac{1}{2}^+$, pour le niveau de capture. On observe cependant une transition relativement intense vers le premier niveau isomérique $J^{\pi} = \frac{9}{2}^+$ ($E^* = 377$ keV) qui ne peut pas se justifier par une transition du type E4. Par contre, la capture d'un proton "d" peut donner le couple de valeur $J^{\pi} = \frac{5}{2}^+$ (ou $\frac{3}{2}^+$) et une transition du type E2 . Pour expliquer cette capture préférentielle d'onde "d", on peut faire intervenir la présence d'états analogues à ceux du noyau isobarique ^{87}Sr. Nous avons étudié ce dernier noyau par réaction (n,γ) et montré que l'existence d'états $\frac{3}{2}^+$ et $\frac{5}{2}^+$ vers 1 MeV correspondant à l'excitation d'un neutron vers les orbites 2 d3/2 et 2 d5/2 est nécessaire pour expliquer les résultats. Nous avons entre les noyaux ^{87}Y et ^{87}Sr un saut en énergie qui provient de l'effet coulombien. Les états analogues de protons 2d3/2 et 2 d5/2 ($l_p = 2$) se trouvent alors dans la région d'énergie atteinte par capture d'un neutron et peuvent favoriser l'absorption d'onde "d". Nous verrons un phénomène identique dans la structure du niveau de capture dans ^{89}Y. Afin de rechercher la position précise des états analogues, il serait nécessaire de disposer de détecteurs ayant une plus grande efficacité de détection pour tracer les fonctions d'excitation, car les sections efficaces sont très faibles. Nous avons également mis en évidence trois autres niveaux d'énergie à $E^* = 792$ keV, 986 keV et 1187 keV et qui s'expliquent bien par les caractéristiques $J^{\pi} = \frac{5}{2}^-$ ou $\frac{3}{2}^-$, dues aux orbites de protons 1 f5/2 ou 2 p3/2 ; ces caractéristiques donnent lieu à des

transitions très probables du type E1 et M1.

2 - Structure nucléaire pour N = 49

a) Niveaux d'énergie dans $^{86}_{37}Rb$ - Figure 17

Niveau de capture : le spin et la parité de l'état fondamental de $^{85}_{37}Rb_{48}$ étant $I^{\pi} = \frac{5^-}{2}$, l'absorption d'un neutron "s" donne pour le niveau de capture les deux possibilités : $J^{\pi} = 3^-$ et 2^-. On observe des transitions directes vers l'état fondamental $J^{\pi} = 2^-$, vers l'état (3^-) à 559 keV, 1^+ ou 2^+ à 1028 keV, et (2^+) à 1307 keV. Par contre on n'observe pas de transition vers le premier niveau (1^+) à 490 keV qui serait une transition très favorisée du type E1 si le niveau de capture avait les caractéristiques $J^{\pi} = 2^-$. Le niveau de capture à 8649,3 keV a comme caractéristiques dominantes $J^{\pi} = 3^-$, de sorte que les transitions directes que nous observons s'interprètent par des raies gamma de type M1 et E1.

Autres niveaux d'énergie

Niveau fondamental : D'après la référence (La 61), seul $J^{\pi} = 2^-$ est déterminé dans ^{86}Rb et ceci pour l'état fondamental. Selon le modèle en couches, le 37ème proton et le 49ème neutron se trouvent dans les sous-couches (2 p3/2) ou (1 f5/2) et (2 p1/2) ou (1 g9/2) respectivement. Les réactions (d,p) montrent que le moment angulaire orbital du neutron transféré est $l_n = 4$. On voit dans ces conditions que le 37ème proton se trouve dans l'orbite 1 f5/2 pour former un moment angulaire résultant égal à 2 : (l'état fondamental de ^{85}Rb a $J^{\pi} = \frac{5^-}{2}$) :

$$1\,f5/2 \rightarrow J_1 = j_1 = \frac{5}{2} = l_1 - \frac{1}{2}$$

$$1\,g9/2 \rightarrow J_2 = j_2 = \frac{9}{2} = l_2 + \frac{1}{2}$$

On essaie alors de déterminer le spin de l'état le plus bas en énergie.

dans un noyau impair-impair, en appliquant les règles de couplage de BRENNAN et BERNSTEIN (Br 60) que nous rappelons ici :

Règle R_1 : Si les moments angulaires des particules impaires sont $j_1 = l_1 \pm 1/2$ et $j_2 = l_2 \mp 1/2$, le moment angulaire est $J = |J_1 - J_2|$

Règle R_2 : Si $j_1 = l_1 \pm 1/2$ et $j_2 = l_2 \pm 1/2$

le moment angulaire résultant a l'une des 2 valeurs : $J = |J_1 \pm J_2|$

Cas particulier : $J = J_1 + J_2$ si $J_1 = J_2 = \frac{1}{2}$

Ces règles résultent du fait que le proton et le neutron ont une tendance à avoir leur spin intrinsèque parallèle. J_1 et J_2 sont les moments observés tandis que j_1 et j_2 sont les moments dans le modèle à une particule ; $J_1 = j_1$ si le niveau a une grande seniorité. Par exemple, 3 neutrons dans l'orbite 2 d5/2 peuvent se coupler pour donner $J = \frac{3}{2}$ alors que $j = \frac{5}{2}$.

Règle R_3 : Quand on combine un trou et une particule, la meilleure règle est $J = J_1 + J_2 - 1$.

On peut avoir un cas d'isomérisme d'après la règle R_2, où les 2 niveaux ($J = J_1 + J_2$ et $J = J_1 - J_2$) forment un doublet d'énergie très voisine.

Pour l'état fondamental de ^{86}Rb, on doit avoir d'après la règle R_1 :

$$J = |J_1 - J_2| = 2 \text{ et une parité positive}$$

C'est bien ce qu'on observe : la règle R_1 est vérifiée. Les autres possibilités de cette configuration donnent naissance à des spin et parité compris entre 2^- et 7^-. Il existe effectivement (Sc 53) un niveau isomérique à 555 keV avec $J^\pi = 6^-$ et $T_{1/2} = 1,04$ mn ainsi qu'un niveau $J^\pi = 7^-$ à 779 keV mis en évidence par réaction (d, p) et qui confirme l'interprétation de ces niveaux par la configuration $(1\ f5/2)_p\ (1\ g9/2)_n$.

Autres niveaux d'énergie

Pour interpréter les niveaux du noyau impair-impair $^{86}_{37}Rb$, on considère qu'il est constitué par un trou de proton et un trou de neutron, à partir d'un coeur inerte $^{88}_{38}Sr_{50}$. Les énergies d'excitation seront obtenues en sommant les énergies individuelles de chaque nucléon ainsi que l'énergie d'interaction proton-neutron dans les orbites concernées (Ju 68) :

$$E\ (J_\pi\ ,\ J_\nu\ J) = \mathcal{E}_\pi + \mathcal{E}_\nu + E_M\ (J_\pi,\ J_\nu,\ J)$$

où $\mathcal{E}_\pi$ et $\mathcal{E}_\nu$ sont obtenues empiriquement dans les noyaux voisins comme $^{87}_{37}Rb_{50}$ et $^{87}_{38}Sr_{49}$. L'excitation d'un proton seul ou d'un neutron seul vers les orbites $2p_{1/2}$ ou $1g_{9/2}$ et $2d_{5/2}$ nécessite des énergies qui dépassent la région des premiers niveaux observés dans cette expérience.

On notera cependant que ces hypothèses, justifiées par l'étude de ^{88}Sr , ne semblent pas être vérifiées dans le cas de ^{91}Y. En effet, la structure de ce noyau vient d'être analysée par J.C. HARDY et al (Ha 68). Ils observent un désaccord entre les résultats expérimentaux et les calculs où le noyau ^{88}Sr est considéré comme un coeur fermé. Ils suggèrent l'existence d'une contribution d'excitation particule-trou à partir des sous-couches $2p_{3/2}$ et $1f_{5/2}$.

$E^* = 490$ keV

Le moment angulaire orbital neutronique étant $l_n = 1$; la parité sera positive et l'orbite qui intervient est $2p_{1/2}$. La forte section efficace d'excitation (Ju 68) par réaction (d, t) suggère : $J^\pi = (1)^+$; ceci est en bon accord avec la configuration $(2p_{3/2})_p\ (2p_{1/2})_n$.

En appliquant les règles de BRENNAN et BERNSTEIN, on obtient :

$$J_1 = j_1 = \frac{3}{2} = l_1 + \frac{1}{2}$$

$$J_2 = j_2 = \frac{1}{2} = l_2 - \frac{1}{2}$$

d'où pour l'état le plus bas : $J = |J_1 - J_2| = 1 \quad \pi = +1$ et pour l'autre état du doublet $J = 2 \quad \pi = +1$. Ce dernier état n'a pas été observé pour une énergie d'excitation inférieure à 490 keV : il y a donc un bon accord avec les règles de couplage précédentes.

E = 559 keV

Le bilan des intensités nécessite d'autres transitions alimentant ce niveau. La valeur de l_n n'est pas exactement déterminée car il existe un niveau isomérique à 555 keV qui perturbe la mesure. Aussi bien pour la transition à 490 keV que pour celle-ci à 559 keV, on constate une grande différence avec les valeurs d'intensité données par E.T. JURNEY et al (Ju 68).

E = 872 keV

Bien qu'on n'observe pas de transition directe issue du niveau de capture vers ce niveau, nous voyons une raie γ de désexcitation de faible intensité. Elle se superpose à une raie de bruit de fond, mais nous l'avons insérée dans notre spectre car les expériences (d, p) mettent en évidence l'existence d'un tel niveau avec $l_n = 4$ et $E^* = 873,1$ keV. Il s'interprète comme faisant partie de la configuration $(1f_{5/2})_p \ (1g_{9/2})_n$ avec $J^\pi = 3^-$.

E = 1028 keV

On observe une transition très intense issue du niveau de capture et deux transitions de désexcitation d'intensité voisine vers le niveau fondamental et vers le niveau à 490 keV. La réaction (d, p) entraîne une valeur de $l_n = 1$: d'où une parité positive et l'orbite $2p_{1/2}$ ou $2p_{3/2}$ pour le neutron capturé.

Si le niveau de capture a comme spin et parité $J^\pi = 3^-$, le niveau à 1028 keV aura comme spin et parité $J^\pi = 2^+$ pour favoriser une transition E1. Dans ces conditions, il faut expliquer pourquoi la transition E1 de 1028 keV vers le niveau fondamental est atténuée par rapport à la transition M1 de 538 keV vers le premier niveau excité à 490 keV. Nous avons calculé, d'après le modèle de Weisskopf, le rapport des probabilités de transition correspondantes :

$$\frac{W\ (1028\ keV)\ E1}{W\ (538\ \ keV)\ M1} = 465$$

or la valeur expérimentale qu'on trouve est 1,25.

On a vu que le niveau fondamental est décrit par la configuration $(1f_{5/2})_p^{-1}\ (1g_{9/2})_n^{-1}$.

Le niveau $E^* = 490$ keV s'interprète par la configuration $(2p_{3/2})_p^{-1}\ (2p_{1/2})_n^{-1}$. A cause de la parité paire et de $l_n = 1$, le niveau à 1028 keV appartient à la configuration $(2p_{3/2})_p^{-1}\ (2p_{1/2})_n^{-1}$ ou $(2p_{3/2})_p^{-1}\ (2p_{3/2})_n^{-1}$. On voit alors que les deux niveaux $E^* = 490$ keV et $E^* = 1028$ keV ont une configuration commune en proton $(2p_{3/2})^{-1}$ et qu'ils font partie soit de la même configuration en neutron $(2p_{1/2})^{-1}$ soit d'une configuration qui ne diffère pas par le moment angulaire orbital : $\Delta l_n = 0$. Comme la transition entre ces 2 niveaux 1028 keV et 490 keV entraîne $\Delta J = 1$ on voit que $\Delta l < \Delta J$ et il n'y a pas de cas d'interaction "1"(voir paragraphe 5 de ce chapitre). Par contre, entre les niveaux à 1028 keV et le fondamental, on a : $\Delta l_p = 2$ et $\Delta l_n = 3$. On a ici affaire à un cas d'interdiction "1" puisqu'aussi bien $\Delta l_p > \Delta J$ et $\Delta l_n > \Delta J$. Il arrive fréquemment que les B(E1) soient beaucoup plus faibles que la valeur de Weisskopf. Nous observons aussi cela dans nos expériences et nous avons discuté ces résultats en fonction des variations de moment angulaire orbital.

$E^* = 1200$ keV

On n'observe pas de transition issue du niveau de capture mais une raie intense de 641 keV désexcite ce niveau vers $E^* = 559$ keV. Compte tenu de l'incertitude en énergie, on peut l'identifier avec le niveau observé par JURNEY et al (Ju 68) à 1196,2 keV.

La valeur $l_n = 4$ obtenue par réaction (d,p) et les calculs à partir de la configuration $(1f_{5/2})_p^{-1}\ (1g_{9/2})_n^{-1}$ donnant un bon accord en énergie permettent d'attribuer un spin et une parité $J^\pi = 4^-$.

$E^* = 1307$ keV

On observe une raie intense issue du niveau de capture et une raie moins intense de désexcitation vers le niveau $E^* = 559$ keV. Le bilan des

intensités suppose qu'il y ait une autre transition probablement de 1307 keV vers le niveau fondamental car elle correspondrait à une transition E1 favorisée. On ne l'observe pas car un bruit de fond intense dû à la capture des neutrons dans l'argon ambiant donne une raie de 1293,7 keV qui s'étale à la base suffisamment pour masquer une raie de 1307 keV beaucoup moins intense (elle correspond à environ 1 gamma pour 100 neutrons capturés). Les expériences (d, p) s'accordent avec une valeur de $l_n = 1$, $J^\pi = (2)^+$ et un état de configuration $(1f_{5/2})_p^{-1}$ $(2p_{1/2})_n^{-1}$.

En appliquant les règles de BRENNAN et BERNSTEIN à cette configuration, on doit avoir :

$$J_1 = j_1 = \frac{5}{2} = l_1 - \frac{1}{2}$$

$$J_2 = j_2 = \frac{1}{2} = l_2 - \frac{1}{2}$$

d'où la règle R_2 : $J = J_1 + J_2 = 3$ puisque $j_2 = \frac{1}{2}$.

L'état le plus bas en énergie devrait donc être $J^\pi = 3^+$. Or, JURNEY observe par réaction (d, p) un état $J^\pi = (2, 3)^+$ à 1390 keV avec $l_n = 1$ et suggère que cet état appartient à cette configuration. Ainsi la règle R_2 de BRENNAN et BERNSTEIN n'est pas satisfaite dans ce cas puisque l'état $J^\pi = (2)^+$ à $E^* = 1307$ keV serait l'état le plus bas en énergie. Pour interpréter ce désaccord, il faut supposer que d'autres configurations, comme $(1f_{5/2})_p^{-1}(2p_{3/2})_n^{-1}$ par exemple, interviennent ou que l'intensité de la force d'interaction spin-spin dans la configuration $(1f_{5/2})_p^{-1}$ $(2p_{1/2})_n^{-1}$ est telle qu'elle inverse l'ordre des niveaux : la valeur relative de cette force est prise égale à $\alpha = 0,15$ par JURNEY mais, si les écarts en énergie du doublet sont très satisfaisants entre les déterminations théorique et expérimentale, l'ordre des niveaux n'est pas reproduit suivant la règle R_2.

$\underline{E^* = 1469 \text{ keV}}$

Les expériences (d, p) donnent un mélange de $l_n = 2$ et 4 et

$J^{\pi} = (4^-)$. On observe une raie de désexcitation de 911 keV qui correspond à une transition entre ce niveau et celui à 559 keV mais on ne voit pas de raie suffisamment intense issue du niveau de capture. Par contre, la transition M1 vers le niveau à 559 keV s'explique par le fait que les deux niveaux à 1469 keV et à 559 keV ont la même configuration neutronique en $(1g_{9/2})$, ce qui écarte le cas d'interdiction en "l_n".

$E^* = 2128$ keV et 2179 keV

Nos mesures d'énergie et d'intensité concordent pour proposer ces deux niveaux d'énergie supplémentaire dans ^{86}Rb. Il est certain que des expériences (d, p), réalisées à une énergie élevée, donneraient des informations sur ces niveaux, en particulier en ce qui concerne les valeurs de l_n. Mais à partir des hypothèses initiales sur les probabilités de transition, on peut exclure les spins J = 1 et 4 qui devraient donner lieu à des transitions vers les niveaux 1^+ ou 2^+ ou 3^- observés à plus basse énergie d'excitation. Nous proposons les deux valeurs compatibles avec nos résultats J = 2 ou 3. Le spectre en énergie ne présente pas d'autres raies pouvant mettre en évidence des niveaux d'excitation plus élevés en énergie

b) Niveaux d'énergie dans $^{87}_{38}$Sr - Figure 15

Niveau de capture : Le spin et la parité de l'état fondamental de $^{86}_{38}Sr_{48}$ étant $I^{\pi} = 0^+$, l'absorption d'un neutron "s" donne pour le niveau de capture une attribution unique de spin et de parité $J^{\pi} = \frac{1}{2}^+$. La transition intense vers le premier niveau est en bon accord avec un rayonnement E1. En ce qui concerne la transition directe vers le niveau à 871 keV, nos mesures d'énergie et d'intensité confirment les conclusions de SCHMIDT : la raie d'énergie $E_\gamma = 7529$ keV ne peut pas être attribuée comme antérieurement à cette transition. Par contre, on observe une raie à 7558 keV de faible intensité, mais qui correspond en énergie à une transition directe vers le niveau à 871 keV.

E^{*} = 388 keV

Ce niveau isomérique (La 61), de période T = 2,8 h, est formé par excitation d'un neutron de la sous-couche $1g_{9/2}$ vers la sous-couche $2p_{1/2}$. L'intensité de la transition γ indiquée correspond à la valeur mesurée et n'a pas été modifiée pour tenir compte des autres modes de désintégration de ce niveau. Il existe en effet d'autres voies de désintégration : émission β^{+} dans un pourcentage de 0,65 % et conversion interne : (le coefficient de conversion calculé pour cette transition du type M4 est $\beta_{total} = 0,27$).

E^{*} = 871 keV

Les mesures (La 61) sur la désintégration β^{+} de ^{87}Y suggèrent pour ce niveau un spin et une parité $\frac{3}{2}^{-}$.

Mais, le modèle simple à une particule ne peut pas justifier une parité négative pour cet état. La transition très peu intense qu'on observe entre le niveau de capture et ce niveau ne favorise pas non plus l'attribution d'une parité négative : nos mesures s'accordent mieux avec une parité positive donnant lieu à une transition de type M1. Le bilan des intensités montre en outre que ce niveau à 871 keV doit être alimenté par une cascade de rayonnements à partir du niveau de capture puisque la transition directe n'est pas assez intense : il faut supposer l'existence de transitions vers des niveaux d'énergie plus élevée et que nous n'avons pas mis en évidence à cause de leur faible intensité. Ces niveaux peuvent provenir de l'excitation du neutron impair vers les orbites $2d_{5/2}$ ou $2d_{3/2}$ dans le cas où le niveau à 871 keV ne correspond pas à cette dernière orbite neutronique. La formation d'états $\frac{3}{2}^{+}$ ou $\frac{5}{2}^{+}$ à partir du niveau de capture n'est pas défavorisée puisqu'elle correspondrait à des transitions M1 ou E2 : de plus, la désintégration de ces mêmes états vers le niveau à 871 keV serait très favorisée par une transition du type E1. Pour compléter ce schéma, il serait alors utile de connaître les valeurs du moment angulaire orbital de transfert du neutron dans la réaction $^{86}_{38}Sr\,(d,p)\,^{87}_{38}Sr$ avec une cible enrichie de strontium 86.

3 - Structure nucléaire pour N = 50

a) Niveaux d'énergie dans $^{88}_{38}Sr$ - Figure 16

Niveau de capture : Le spin et la parité de ^{87}Sr étant $I^{\pi} = \frac{9}{2}^{+}$, l'absorption d'un neutron "s" entraîne pour le niveau de capture les deux possibilités 4^+ et 5^+. En nous référant aux études antérieures (Sc 66) pour la construction du schéma des niveaux, on peut dire que les transitions vers les niveaux à 2733 keV et à 4847 keV sont des transitions E1. Les discussions suivantes montrent que le niveau à 3585 keV a probablement un spin et une parité 4^- et les niveaux à 5325 keV et à 5428 keV ont un spin égal à 3. Ces transitions favorisent un spin égal à 4 et une parité positive pour le niveau de capture.

Autres niveaux d'énergie

$E^* = 1836$ keV

On observe une raie très intense issue de ce niveau vers le fondamental et qui correspond à une transition de type E2 . C'est un niveau de type vibrationnel (La 61) .

$E^{\setminus} = 2733$ keV

On observe une décroissance très intense vers le niveau à 1831 keV, favorisée par l'attribution des caractéristiques $J^{\setminus} = 3^-$ qui donnent une transition du type E1 . La nature collective de cet état et du niveau $E^* = 1836$ keV est proposée par les sections efficaces d'excitation importantes observées dans la diffusion inélastique des particules α (Al 66) . L'état $E^* = 1836$ keV correspond à l'excitation d'un phonon quadrupolaire et celui à 2733 keV à l'excitation d'un phonon octupolaire. Le fait qu'on observe une transition directe quoique peu intense à partir du niveau à 2733 keV vers le fondamental peut s'expliquer aussi à partir de cette interprétation. Cette transition correspond à une raie de type E3 alors que la transition de 898 keV qu'on observe entre ce niveau et celui à 1836 keV est du type E1 . Si on calcule à partir du modèle de Weisskopf, le rapport des intensités de ces transitions, on trouve :

$$\frac{W\ (2733\ keV - 1836\ keV)\ E1}{W\ (2733\ keV)\ E3} \simeq 10^6$$

D'après nos résultats, la transition directe de 2733 keV est favorisée par la structure interne de ^{88}Sr : les niveaux à 1836 keV et à 2733 keV n'appartiennent pas à une même bande de vibration et la transition 2733 keV → 1836 keV est alors ralentie à cause des règles de sélection sur le nombre quantique K.

$E^* = 3226$ keV

Pour interpréter la séquence des niveaux d'énergie observés dans nos expériences, et leurs caractéristiques intrinsèques, il est raisonnable de penser que les excitations du coeur de 50 neutrons n'interviennent pas pour $E^* \lesssim 5$ MeV. Les propriétés des niveaux de basse énergie sont calculées (Ki 60) pour les noyaux ayant une couche fermée. La figure 27 montre nos résultats expérimentaux et les courbes calculées pour les noyaux qui entourent le strontium 88. Les points "en gros" avec les attributions du spin et de la parité sont nos points expérimentaux. Les points théoriques sont ceux marqués "en fin" et correspondent à l'excitation de deux quasi-particules identiques mentionnés à gauche sur le dessin. Le niveau collectif $J^\pi = 2^+$ est indiqué en pointillé. Les paramètres de force d'appariement (G) et de la force à longue portée (X) ont les valeurs suivantes pour le strontium 88 (voir chapitre IB).

$$G = 0,291\ MeV \quad et \quad X = 1,22$$

Dans ces calculs, les énergies d'état à une particule et les valeurs de λ et Δ définies également au chapitre IB sont :

$E_{f_{5/2}} = 0$ $\qquad$ $\lambda = 1,44$ MeV

$E_{p_{3/2}} = 0,6$ MeV $\qquad$ $\Delta = 0,86$ MeV

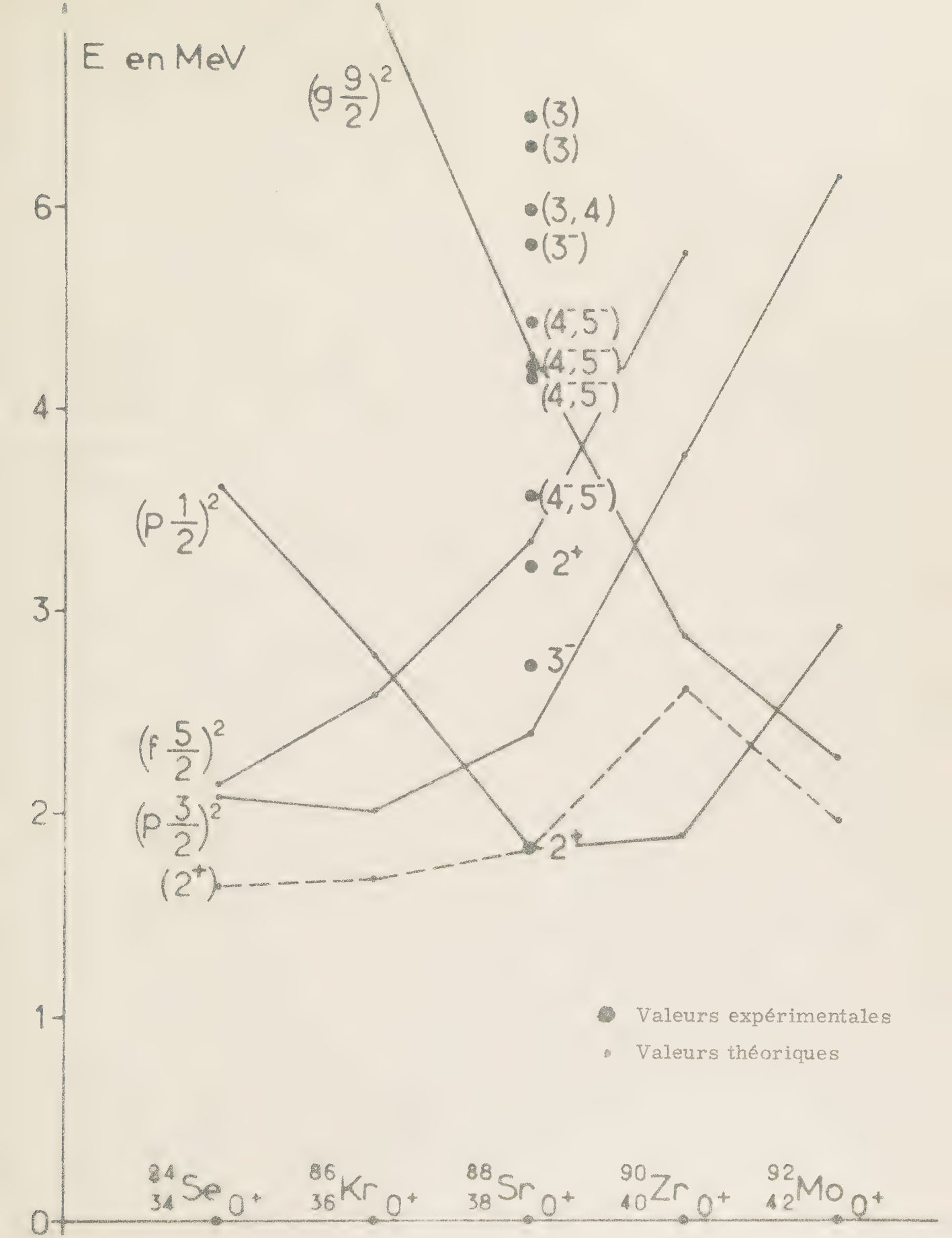

E en MeV
$(g\frac{9}{2})^2$
(3)
(3)
(3,4)
(3⁻)
(4⁻,5⁻)
(4⁻,5⁻)
(4⁻,5⁻)
(4⁻,5⁻)
$(p\frac{1}{2})^2$
2⁺
3⁻
$(f\frac{5}{2})^2$
$(p\frac{3}{2})^2$
2⁺
(2⁺)
6
4
3
2
1
0
Valeurs expérimentales
Valeurs théoriques
$^{84}_{34}Se_{0^+}$
$^{86}_{36}Kr_{0^+}$
$^{88}_{38}Sr_{0^+}$
$^{90}_{40}Zr_{0^+}$
$^{92}_{42}Mo_{0^+}$

Figure 27

$E_{p_{1/2}} = 1,8$ MeV

$E_{g_{9/2}} = 3,4$ MeV

Si l'accord ne paraît pas bon pour l'ensemble des niveaux, c'est parce que, dans notre expérience, nous mettons en évidence essentiellement des niveaux à parité négative. Nos mesures d'intensité s'accordent bien avec l'attribution $J^{\pi} = 2^+$ pour les caractéristiques du niveau $E^x = 3226$ keV. Il se désexcite par des transitions M1 et E2 vers le niveau à 1836 keV et vers le fondamental respectivement. D'autres expériences (Sh 64) sur la désintégration de ^{88}Y et sur la diffusion inélastique (Al 66) de particules α par ^{88}Sr, mettent en évidence un état $J^{\pi} = 2^+$ d'énergie $E^x = 3,21$ MeV : nous admettons qu'il correspond au niveau que nous observons à 3226 keV. On voit que dans le modèle utilisé, ce niveau s'explique très bien par une excitation de 2 quasi-particules $1f_{5/2}$. ALSTER et al (Al 66) ont trouvé antérieurement que l'excitation d'un seul proton donnant naissance aux configurations $(2p_{3/2})^{-1}\ (2p_{1/2})^{+1}$ est insuffisante pour expliquer tous les résultats. Notre étude montre que cet état est constitué par une configuration dominante à 2 protons $(1f_{5/2})$ et qu'il doit exister également d'autres états à parité positive dans cette région d'énergie. Une expérience récente (St 67), de diffusion inélastique de protons de 19 MeV par ^{88}Sr, confirme effectivement, l'existence d'un état (2^+) à 3,57 MeV et d'un état (4^+) ou (2^+) à 4,05 MeV. Il faut cependant noter, ici, qu'un deuxième niveau collectif peut aussi se trouver dans cette bande d'énergie.

$E^x = 3585$ keV

Il se désexcite essentiellement vers le niveau $J^{\pi} = 3^-$ à 2733 keV. Il est formé par une transition intense issue du niveau de capture. L'absence de transitions intenses vers les niveaux $J = 2^+$ à $E^x = 1836$ keV suggère un spin et une parité 4^- pour ce niveau.

E^{*} = 4170, 4229 et 4453 keV

Pour chacun de ces niveaux, on exclut le couple de valeurs (6^-) qui donnerait pour les désintégrations observées des transitions d'ordre multipolaire élevé. Par ailleurs, ils ont des embranchements de désintégration possibles vers des niveaux ayant $J^{\pi} = 2^+$, 3^- et 4^- et on retiendra les deux possibilités 4^- ou 5^- pour le spin et la parité des niveaux à 4170 keV et 4453 keV. Pour E^{*} = 4229 keV SCHMIDT (Sc 66) propose $J^{\pi} = (4, 5)^-$; mais de très récentes expériences ^{88}Sr (p, p') ^{88}Sr à 20 MeV effectuées par O. BEER et al (note C.E.A. N10 32) mettent en évidence un niveau $J^{\pi} = 3^-$ à E^{*} = 4234 keV. On admet l'identité de ce niveau avec celle observée dans notre expérience à E^{*} = 4229 keV, car une transition directe E1 issue du niveau de capture peut former ce niveau tandis qu'une transition E1 vers $J^{\pi} = 2^+$ et une transition M1 vers $J^{\pi} = 3^-$ peuvent le désexciter. Nos mesures d'intensité s'accordent bien avec ce raisonnement : on propose $J^{\pi} = 3^-$ pour le niveau à 4229 keV.

E^{*} = 4847 keV

Il décroît plus fortement vers le premier niveau $J^{\pi} = 2^+$ que vers le niveau $J^{\pi} = 3^-$. La première correspond à une transition E1 et la seconde à une transition M1. Il est formé par une transition intense issue du niveau de capture. La transition E1 de 3010 keV vers le niveau à 1836 keV est atténuée en intensité par rapport à la transition compétitive M1 de 2112 keV vers le niveau à 3226 keV ; si on calcule à partir du modèle de Weisskopf le rapport de ces intensités, on trouve en effet :

$$\frac{W\ (3010\ \text{keV})\ E1}{W\ (2112\ \text{keV})\ M1} = 190$$

expérimentalement, on trouve $\frac{W\ (E1)}{W\ (M1)} \sim 5,5$

On relie cette différence au fait que les niveaux $J^{\pi} = 2^+$ à 1836 keV et $J^{\pi} = 3^-$ à 2733 keV correspondent à deux bandes différentes d'exci-

tation collective, tel que nous l'avons vu précédemment et nous proposons $J^{\pi} = 3^-$ pour le niveau à $E^{*} = 4847$ keV.

$E^{*} = 5012$ 5325 et 5428 keV

Suivant nos hypothèses sur les transitions directes à partir du niveau de capture, les moments angulaires de ces niveaux sont égaux à 3, 4 ou 5. La désexcitation du premier état vers un état $J^{\pi} = 3^-$ et des deux autres vers des états $J^{\pi} = 2^+$ défavorisent un spin égal à 5. Par contre, les intensités mesurées suggèrent un spin égal à 3 pour les niveaux à 5325 keV et 5428 keV. Le niveau $E^{*} = 5325$ keV décroît vers le premier état $J^{\pi} = 2^+$ qui est de nature collective vibrationnelle, mais le niveau $E^{*} = 5428$ keV décroît vers le niveau $J^{\pi} = 2^+$ ($E^{*} = 3226$ keV) qui vient d'être décrit par le modèle à quasi-particules ; de plus, les énergies d'excitation de ces niveaux et les probabilités de formation ou de désexcitation sont voisines. Ces considérations favorisent pour l'état $E^{*} = 5325$ keV une nature collective et pour l'état $E^{*} = 5428$ keV, une nature à particules.

Pour ces niveaux d'énergie élevée et de nature particulaire, l'excitation d'un proton des sous-couches $2p_{3/2}$ ou $1f_{5/2}$ vers la sous-couche $1g_{9/2}$ donne les spins et parités suivants :

$$(2p_{3/2})^{-1}\ (1g_{9/2})^{+1} \longrightarrow 3^-,\ 4^-,\ 5^-,\ 6^-$$

$$(1f_{5/2})^{-1}\ (1g_{9/2})^{+1} \longrightarrow 2^-,\ 3^-,\ 4^-,\ 5^-,\ 6^-,\ 7^-$$

Il est normal qu'on n'observe pas dans notre expérience, les niveaux de spin égal à 2 ou à 7 de la seconde configuration en protons car leur population nécessite des transitions issues du niveau de capture d'ordre multipolaire élevé (M2 ou E3). Par contre, nos résultats mettent en évidence les spins et parités $J^{\pi} = 3^-$, 4^- et 5^- correspondant à chacune des deux configurations indiquées.

Récemment, S. SHASTRY (Sh 68a) a calculé les énergies d'excitation de ^{88}Sr en introduisant des excitations particule-trou mais sans faire intervenir des charges effectives pour le proton ou le neutron.

L'interaction utilisée est de la forme :

$$V_{12} = - Vo \left[W + M P^r + B P + H P^r P\right] \exp\left(- r^2/_{ro}{}^2\right)$$

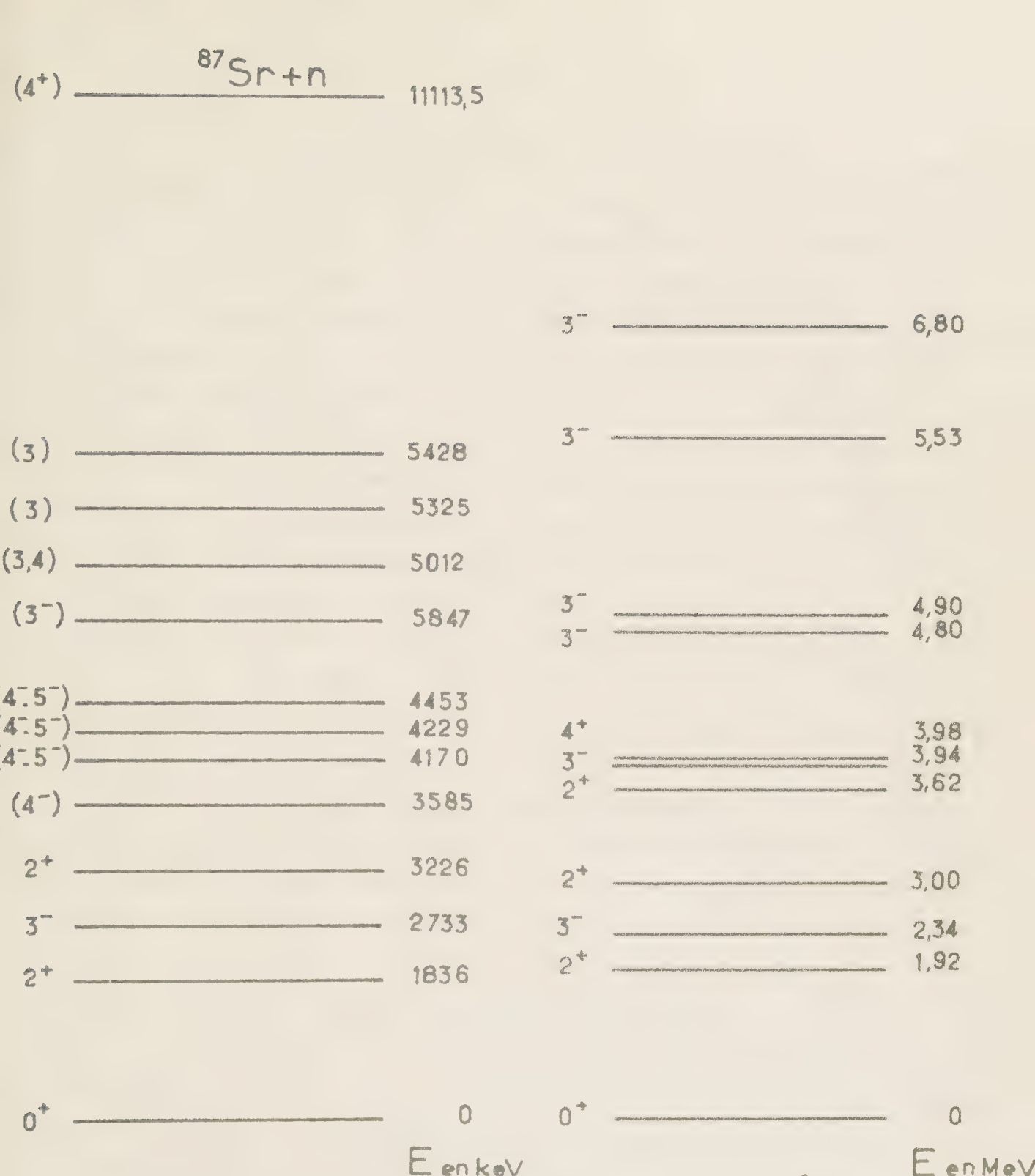
où les coefficients représentent les forces de Wigner et d'échange de Majorana, Bartlett et Heisenberg.

Le meilleur résultat est obtenu pour Vo = 40 MeV. Nous représentons sur la figure 28 le schéma des niveaux de ^{88}Sr avec nos résultats expérimentaux et les valeurs calculées.

On observe un très bon accord du niveau $J^\pi = 3^-$ à 4847 keV avec l'un des états à 4,80 ou 4,90 MeV. De plus, nos mesures d'intensité, suggèrent que le niveau à 5428 keV est un état de particule. Le bon accord avec le niveau calculé ($J^\pi = 3^-$ à $E^* = 5,53$ MeV) confirme ce résultat et permet en même temps de proposer une parité négative pour ce niveau.

b) Niveaux d'énergie dans $^{89}_{39}Y$ - Figure 19

Ce noyau, formé par capture d'un proton dans ^{88}Sr, devrait être décrit par les états d'excitation qui font intervenir les orbites de protons dans le modèle en couches. Le niveau isomérique $J^\pi = \frac{9^+}{2}$ (T = 14 s) et $E^* = 912$ keV est bien connu et correspond à l'excitation d'un proton vers la sous-couche $1g_{9/2}$. On observe deux niveaux à $E^* = 1506$ keV et à 1744 keV qui s'accordent bien avec les résultats antérieurs et ont comme caractéristiques $J^\pi = \frac{3^-}{2}$ et $\frac{5}{2}$. Les résultats de C.D. KAVALOSKI (Ka 67) n'arrivent pas à expliquer les états $J^\pi = \frac{3^-}{2}$ et $\frac{5^-}{2}$ par un couplage faible entre le proton $2p_{1/2}$ dans l'état fondamental et l'excitation du coeur de ^{88}Sr dans l'état $J^\pi = 2^+$ à $E^* = 1836$ keV. Il semble donc que ce sont des états relativement purs et qui peuvent être préférentiellement formés par capture directe de proton.



Spectre expérimental et théorique de ^{88}Sr

fig: 28.

La capture d'un proton "s" donnerait cependant un seul état $J^{\pi} = \frac{1}{2}^{+}$ pour le niveau de capture et des transitions du type E4 et M2 vers les niveaux à $E' = 912$ keV et à 1744 keV seraient alors très peu probables.

On suppose que la capture des protons par onde "d" contribue aussi d'une façon très importante. S.M SHAFROTH et al (Sh 68b), en mesurant les fonctions d'excitation de la réaction $^{88}Sr(p,\gamma_o)^{89}Y$ entre Ep = 5,85 et 8,4 MeV, viennent de mettre en évidence des résonances à Ep = 6,10 MeV, 7 MeV et 7,51 MeV ; de plus, les transitions E1 qui sont normalement permises sont réduites par rapport aux estimations du modèle à particules célibataires de Weisskopf d'un facteur supérieur à 10, ce qui conduit à des configurations plus complexes pour l'état de capture. Mais, on constate que ces niveaux de résonance correspondent aux états analogues des états qui se trouvent dans le noyau isobarique $^{89}_{38}Sr$ à 1,05 MeV, 2,00 MeV et à 2,45 MeV pour lesquels $l_n = 0$ et 2.

Par rapport à la résonance d'onde "d" à $E_p = 7,5$ MeV produite par la présence de l'état analogue à $E' = 2,45$ MeV dans ^{89}Sr, le niveau de capture se situe à 3,5 MeV plus bas en énergie ; il se trouve donc à 1 MeV plus bas en énergie que l'état analogue de l'état fondamental de ^{89}Sr ($J^{\pi} = \frac{5}{2}^{+}$ et $l_n = 2$). Comme ces courbes de résonances sont larges (~ 200 keV) on explique notre résultat de capture d'onde "d" par la contribution, à la section efficace de capture, de "l'aile" de cette résonance (état analogue de l'état fondamental de ^{89}Sr).

—— c) Niveaux d'énergie dans $^{90}_{40}Zr$ - Figure 19

Le spin et la parité du noyau cible ^{89}Y sont $I^{\pi} = \frac{1}{2}^{-}$. La capture d'un proton "s" donne deux niveaux de capture $J^{\pi} = 1^{-}$ ou 0^{-}. Les caractéristiques du niveau fondamental et des deux premiers états excités sont bien établies (Le 67) mais nous formons trois autres états à $E' = 2745$ keV, 3293 keV et 3827 keV. Dans les schémas antérieurs il existe deux niveaux à 2,75 MeV et 2,74 MeV dont les valeurs de J^{π} sont 3^{-} et 4^{-}. L'énergie des transitions montre qu'on excite l'un de ces deux niveaux. Mais le niveau de capture ayant un spin

faible et les transitions directes étant essentiellement de nature E1, on admet qu'il s'agit du niveau $J^{\pi} = 3^-$. Pour les deux autres niveaux, E.J. MARTENS (Ma 67) observe un niveau $J = 2^+$ à 3,31 MeV et $J' = 2^+$ à 3,84 MeV avec une résolution en énergie de 80 keV. Comme on observe des transitions intenses vers des niveaux à 3293 keV et à 3827 keV, on propose respectivement l'identité des niveaux d'énergie $E^* = 3,31$ MeV avec $E' = 3293$ keV et $E^* = 3,84$ MeV avec $E' = 3827$ keV avec pour chacun d'eux $J = 2^+$: ceci est très favorisé par une transition E1 issue du niveau de capture $J'' = 1^-$.

Dans l'étude de la résonance géante dans ^{90}Zr, D. DRECHSEL et al (Dr 67) calculent les états d'excitation à une particule-un trou en utilisant pour l'interaction nucléon-nucléon une forme gaussienne :

$$f(|r_1 - r_2|) = \exp -(r_1 - r_2)^2/\mu^2$$

où $\mu = 1,7$ fm.

Ils trouvent 4 à 5 états dipolaires dans la région d'excitation entre 11 MeV et 13 MeV. Ils admettent que la composante de la fonction d'onde dans l'état intermédiaire $J = 1^-$ qui pourrait décroître vers le 1er niveau $J' = 2^+$ est très faible car cet état correspondant à l'excitation d'un phonon aurait peu de mélange avec un spectre dipolaire. Or notre résultat est en désaccord avec cette conclusion car, en se trouvant dans la même région dipolaire ($E^* = 12212$ keV), on observe une transition très intense vers le premier niveau $J' = 2^+$ à $E' = 2179$ keV). Le calcul de ces états dipolaires à une particule-un trou montre qu'en plus de la résonance dipolaire principale à 16 MeV d'excitation, une partie de cette amplitude dipolaire se concentre autour de 12 MeV et de 21 MeV, c'est-à-dire dans la région où nous travaillons. Ce maximum dans l'intensité de la résonance géante peut provenir d'un renversement de spin (soit $L = 1$, $S = 1$) qui se trouverait 3 à 4 MeV plus bas que la résonance géante normale à 16 MeV ($L = 1$ $S = 0$). J.C. BLACK et al (Bl 67) en mesurant la fonction

d'excitation de la réaction $^{89}Y(p,\gamma_o)^{90}Zr$ entre 2,8 MeV et 10 MeV observent deux résonances à E_p = 6,15 MeV et 8,04 MeV mais non vers E_p = 4 MeV. Par contre E. OBST et al (Ob 66, Ob 67) trouvent un maximum vers E_p = 4 MeV et l'attribuent à cette excitation dipolaire. De grandes fluctuations dans la courbe d'excitation (p,γ_o) indiquent des mélanges de configurations d'ordre supérieur dans les résonances dipolaires dans ^{90}Zr. Cependant, ces mesures ont été faites avec un scintillateur 6" x 6" dont la faible résolution en énergie ne permet pas d'isoler les niveaux d'excitation formés.

Dans notre expérience, apparaissent des raies de haute énergie très intenses que la formation de noyau composé ne suffit pas à justifier (Ir 69b). Il est nécessaire de faire intervenir le phénomène de la capture directe qui intensifie ces transitions. Nous avons d'ailleurs observé un mécanisme analogue (Ro 68) dans la capture des neutrons rapides où des transitions gamma de haute énergie son plus intenses que celles données par une distribution continue, dans le modèle statistique.

La fonction d'onde de l'état fondamental de $^{90}_{40}Zr$ peut être décrite par une combinaison de 2 trous dans l'orbite $2p_{1/2}$ et 2 protons dans l'orbite $1g_{9/2}$.

$$\Psi_{o^+} = a\,|\,o\rangle - b\left[(1g_{9/2})^2_p\ (2p_{1/2})^{-2}_p\ [J]\right]|o\rangle$$

l'état de vide o contient la couche magique à 50 neutrons ainsi que les protons jusque dans les orbites $2p_{1/2}$, $1f_{5/2}$ et $2p_{3/2}$. a et b sont les amplitudes de chaque configuration (Pr 68) :

$$a = 0,8 \quad \text{et} \quad b = 0,6$$

Le premier état excité 0^+_1 que nous trouvons à $E^* = 1759$ keV est son complément :

$$\Psi_{o_1^+} = b\,|o\rangle + a\left[(1g_{9/2})_p^2\ (2p_{1/2})_p^{-2}\ [o]\right]|o\rangle$$

on observe un premier état $J^\pi = 2_1^+$ à $E^* = 2179$ keV, qu'on représente dans ce formalisme par :

$$\Psi_{2_1^+} = \left[(1g_{9/2})_p^2\ (2p_{1/2})^{-2}\right]\ [2]\ |o\rangle$$

où les 2 protons $1g_{9/2}$ sont couplés à $J^\pi = 2^+$.

Nos résultats montrent qu'on excite, outre ce niveau, d'autres états $J^\pi = 2^+$ et qui peuvent correspondre également à une excitation 2 particules-2 trous. Pour observer de telles transitions, des mélanges importants doivent exister aussi bien dans l'état intermédiaire $J^\pi = 1^-$ que dans la matrice de transition vers les états d'excitation $J^\pi = 2^+$.

La fonction d'onde de l'état intermédiaire s'écrit :

$$\Psi^{1-} = \Phi^{1-}_{1p\ -\ 1t} + \Phi^{1-}_{2p\ -\ 2t} + \cdots$$

et les éléments de matrice vers chacun des états $J^\pi = 0^+$

$$M_{o^+} = a\ \ M_{1p\ -\ 1t} - b\ \ M_{2p\ -\ 2t}$$

$$M_{o_1^+} = b\ \ M_{1p\ -\ 1t} + a\ \ M_{2p\ -\ 2t}$$

Par contre pour les autres états $J^\pi = 2^+$, il faut faire intervenir un facteur dépendant du spin :

$$M_{2^+} = \sum_{j_1} \eta_2^{(j_1)(j_1)}\ M_{2p\ -\ 2t} = \eta\ M_{2p\ -\ 2t}$$

Posons

$$x = \frac{M_{2p} - 2t}{M_{1p} - 1t} \qquad \text{et} \qquad t = \frac{b}{a} = 0,75$$

Il s'agit de déterminer x et η pour chaque transition. La section efficace pour une transition est proportionnelle à la probabilité de transition. Comme nous avons affaire à des transitions du type E1, nous déterminons les rapports des probabilités de transition réduites en écrivant :

$$\frac{B_i\ (E1)}{B_o\ (E1)} = \frac{T_i\ (E1)}{T_o\ (E1)} \left(\frac{E_{\gamma_o}}{E_{\gamma_i}}\right)^3$$

où "o" se rapporte à l'état fondamental et "i" à l'une des transitions γ, T_i et E_i étant la probabilité et l'énergie de la transition. Nous avons ainsi :

$$\frac{B_o{}^{+}1}{B_{o^+}} = \left|\frac{M_o{}^{+}1}{M_o{}^{+}}\right|^2 \qquad \text{et} \qquad \frac{B_2{}^{+}i}{B_{o^+}} = \left|\frac{M_2{}^{+}i}{M_o{}^{+}}\right|^2$$

$$\frac{B_o{}^{+}1}{B_{o^+}} = \left|\frac{x + t}{1 - x\ t}\right|^2 \qquad \text{et} \qquad \frac{B_2{}^{+}i}{B_{o^+}} = \left|\frac{\eta_i\ x/a}{1 - x\ t}\right|^2$$

Nos mesures des probabilités de transition permettent de donner alors 2 séries de valeurs pour x et η_i.

$$|x_1| = 3,9 \begin{cases} |\eta_2 + (1)| = 0,736 \\ |\eta_2 + (2)| = 0,656 \\ |\eta_2 + (3)| = 0,596 \end{cases}$$

$$\left|x_2\right| = 0,031 \qquad \begin{cases} \left|\eta_2 + {}_{(1)}\right| = 23,2 \\ \left|\eta_2 + {}_{(2)}\right| = 20,6 \\ \left|\eta_2 + {}_{(3)}\right| = 18,8 \end{cases}$$

L'étude des fonctions d'excitation par E. OBST montre que le rapport $\frac{B_2{}^+{}_i}{B_o{}^+}$ est relativement constant en fonction de l'énergie des protons lorsqu'on se déplace dans la région d'excitation de l'état de capture. Ceci exclue alors la deuxième série de solutions, soit $|x| = 0,031$ et nous retiendrons la première solution. On en déduit que :

1°) Il existe un mélange de configuration à 2 particules-2 trous dans la région $E^* = 12212$ keV dans ^{90}Zr dans le rapport suivant :

$$\left|\frac{M_{2p\ -\ 2t}}{M_{1p\ -\ 1t}}\right| = 3,9$$

2°) Les niveaux excités ayant $J = 2^+$ sont formés par transition directe à partir du niveau de capture décrit par ce mélange de configurations. Le facteur η dépendant du couplage des spins vaut :

$$\left|\frac{M_2{}^+}{M_{2p\ -\ 2t}}\right| \simeq 0,74 \qquad \text{pour } E^* = 2179 \text{ keV}$$

$$\left|\frac{M_2{}^+}{M_{2p\ -\ 2t}}\right| \simeq 0,66 \qquad \text{pour } E^* = 3293 \text{ keV}$$

$$\left|\frac{M_2{}^+}{M_{2p\ -\ 2t}}\right| \simeq 0,60 \qquad \text{pour } E^* = 3827 \text{ keV}$$

Ces trois états contiennent une forte contribution d'états à 2 particules-2 trous :

nous proposons pour chacun de ces états les configurations correspondant à l'excitation de paires de trous de protons dans les orbites du modèle en couches.

$$(2p_{1/2})_0^{-2} \qquad (1g_{9/2})_J^2 = 2$$

$$(2p_{3/2})_0^{-2} \qquad (1g_{9/2})_J^2 = 2$$

$$(1f_{5/2})_0^{-2} \qquad (1g_{9/2})_J^2 = 2$$

Ces résultats montrent qu'on peut rendre compte des caractéristiques observées dans un noyau pair-pair avec N = 50, en conservant la description du modèle en couches et en introduisant les interactions résiduelles entre les protons qui se situent dans les orbites comprises entre Z = 28 et Z = 50.

Il reste cependant un niveau à $E^* = 2745$ keV de parité négative et qui doit faire intervenir d'autres types d'excitation. Nous avons déjà observé un état $J^\pi = 3^-$ à $E^* = 2733$ keV dans $^{88}_{38}Sr_{50}$. Ce noyau a probablement une structure semblable à celle de $^{90}_{40}Zr_{50}$ et on peut penser qu'il en est de même pour ces deux niveaux.

L'existence d'un niveau voisin ayant $J^\pi = 4^-$ dans ^{90}Zr suggère l'excitation de configurations de particules. La contribution la plus importante pour former le niveau $J^\pi = 3^-$ serait obtenue par le couplage d'un proton $1g_{9/2}$ avec un trou dans l'orbite $2p_{3/2}$ pour donner $\left[(2p_{3/2})^{-1} \quad (1g_{9/2})^{+1}\right] \quad J = 3$

4 - Structure nucléaire pour N = 51

- Niveaux d'énergie dans $^{90}_{39}Y$ - Figure 14

Le niveau de capture : Par capture d'un neutron "s" dans ^{89}Y on peut avoir pour le niveau de capture $J^\pi = 1^-$ et 0^- puisque $I^\pi_{cible} = \frac{1}{2}^-$. Les états préférentiellement excités à partir du niveau de capture ont des spins et parités $J^\pi = 3^-$, 2^+ et 0^- en acceptant pour ce dernier que le niveau à $E^* = 1210$ keV est celui observé à 1214 keV par réaction (d, p). Le niveau de capture a donc essentiellement $J^\pi = 1^-$; l'autre couple de valeurs entraîne des

transitions électromagnétiques de nature M2 et M4 , très peu probable dans ce genre de transitions.

Les mesures de résonance effectuées par JULIEN et al (Ju 62) montrent pourtant que les résonances de spin $J^{\pi} = 1^-$ sont de faible intensité en-dessous d'une énergie de neutron incident de 12 keV. La valeur moyenne de la largeur neutronique réduite pour les résonances dans ^{90}Y de spin $J^{\pi} = 0^-$ est plus de dix fois supérieur à celle relative aux résonances de spin $J^{\pi} = 1^-$, ce qui est en contradiction avec notre résultat. Mais les facteurs statistiques, étant respectivement $\frac{1}{4}$ et $\frac{3}{4}$ pour les spins $J = 0$ et $J = 1$ de la résonance, devraient favoriser les résonances de spin $J = 1$; de plus, il n'est pas impossible que des résonances de spin $J = 1$ soient plus nombreuses dans la région d'énergie que nous étudions et qui est en dehors de celle analysée par JULIEN (sa valeur minimale en énergie est $E_n = 90$ meV).

- Niveau fondamental et niveau à 201 keV

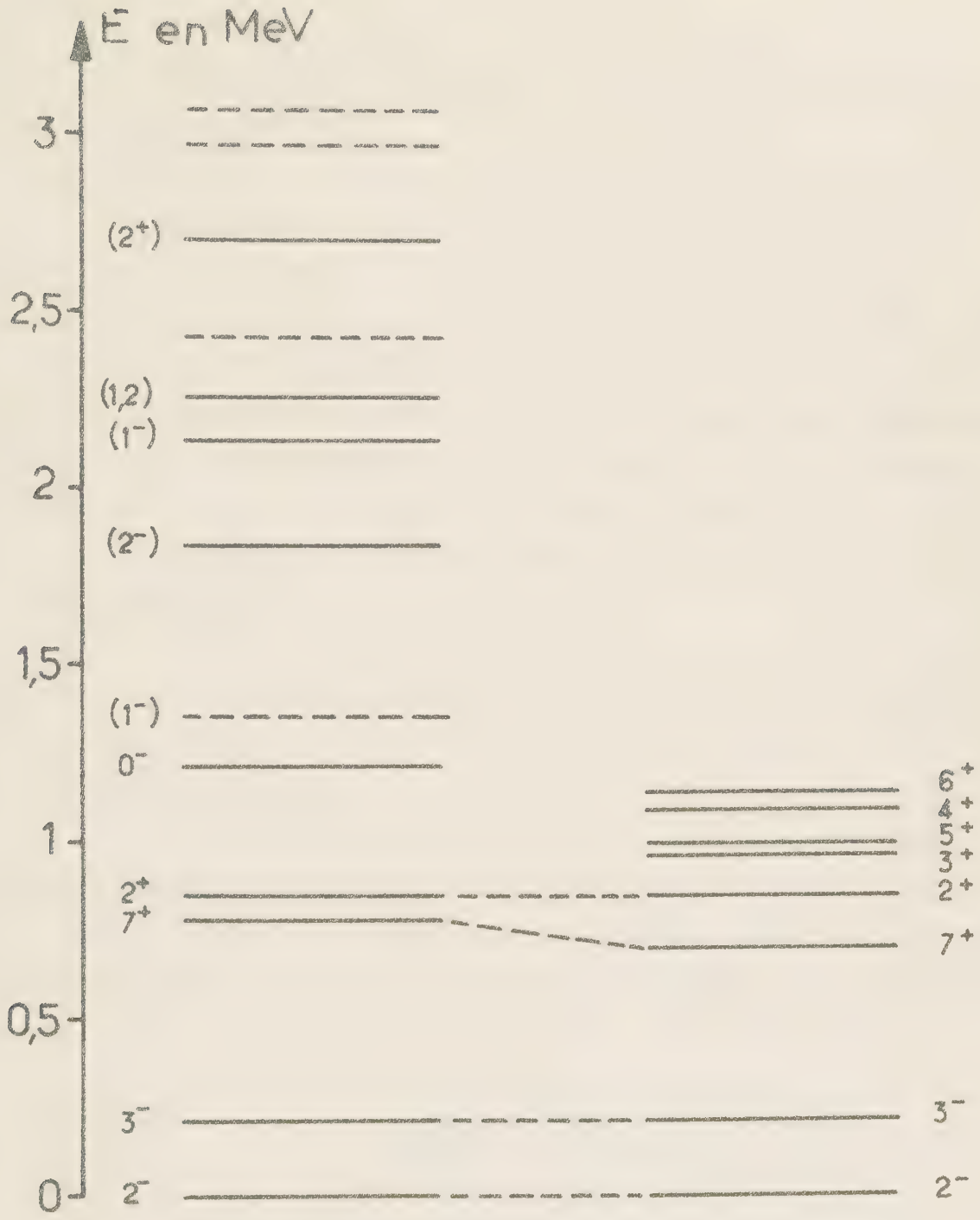
La figure 29 montre le schéma des niveaux d'excitation dans ^{90}Y à partir des expériences et leur comparaison avec le traitement théorique indiqué dans le chapitre I B.

Le couplage entre le 39ème proton de la sous-couche $2p_{1/2}$ et le 51ème neutron de la sous-couche $2d_{5/2}$ forment un doublet dont l'état le plus bas doit être donné par les règles de BRENNAN et BERNSTEIN :

$$J_1 = j_1 = \frac{1}{2} \qquad l_1 = 1 \qquad \text{donc} \qquad j_1 = l_1 - \frac{1}{2}$$

$$J_2 = j_2 = \frac{5}{2} \qquad l_2 = 2 \qquad\qquad\quad j_2 = l_2 + \frac{1}{2}$$

on doit avoir d'après la règle R_1 : $J = |J_1 - J_2| = 2$ et une parité négative pour le niveau fondamental.



$^{90}_{39}Y_{51}$

fig: 29.

C'est ce qu'on observe, et le niveau à 201 keV constitue l'autre état du doublet, soit $J^{\pi} = 3^-$.

$E^* = 778$ keV

On a vu plus haut que les caractéristiques de ce niveau s'expliquent par son appartenance à la configuration $(1g_{9/2})_p\ (2d_{5/2})_n$.

Ici l'état le plus bas, $J^{\pi} = 7^+$, s'accorde avec la règle R_2 où $J = J_1 + J_2$. Il existe en effet un niveau $J^{\pi} = 7^+$ à $E^* = 690$ keV, de période $T = 3,1$ h et faisant partie avec le niveau à $E^* = 778$ keV de la configuration $(1g_{9/2})_p\ (2d_{5/2})_n$. Cette valeur de la période concorde avec les estimations de Weisskopf. Bien qu'il y ait une grande variation du moment angulaire orbital $\Delta l_p = 3$, il n'y a pas de cas d'interdiction supplémentaire "1" car $\Delta J = 4 > \Delta l_p$.

$E^* = 1816$ keV

Il est peu alimenté à partir du niveau de capture mais sa désexcitation est relativement intense vers le niveau fondamental. Les intensités s'accordent avec une attribution $J^{\pi} = 1^-$ ou 2^- pour ce niveau, pour donner des transitions dipolaires magnétiques.

Le bilan des intensités nécessite que ce niveau soit formé à partir d'autres niveaux d'énergie plus élevée et sa désexcitation vers le niveau $J^{\pi} = 2^+$ à $E^* = 778$ keV doit donner une transition E1 très favorisée. Si on calcule à partir des estimations de Weisskopf, le rapport de ces intensités, on trouve :

$$\frac{W\ (1816 - 778)\ E1}{W\ (1816 - 0)\ M1} = 13$$

On n'observe pas de raie d'énergie (1816 - 778) keV = 1038 keV. Le niveau à $E^* = 1816$ keV fait partie de la configuration $(2p_{1/2})_p\ (2d_{3/2})_n$. Le niveau à 778 keV fait partie de $(1g_{9/2})_p\ (2d_{5/2})_n$ et le niveau fondamental $(2p_{1/2})_p\ (2d_{5/2})_n$.

Pour la décroissance vers le niveau fondamental, il n'y a pas

d'interdiction "1" mais pour la décroissance vers le niveau à 778 keV il y a une interdiction "l_p" : $\Delta l_p = 3$ alors que $\Delta J = 1$.

$E^* = 1210$ keV

Les expériences (d, p) et (d, α) montrent l'existence d'un niveau $J^\pi = 0^-$ à 1214 keV et 1210 keV (Bl 66). On admet que le niveau qu'on observe à 1210 keV est identique à ce niveau : en effet, il s'accorde en énergie et son peuplement par une transition à partir du niveau de capture et sa décroissance par une transition vers le niveau fondamental sont en bon accord avec les intensités que nous avons mesurées. De plus, dans ces expériences (d, p) et (d, α), il existe un niveau $J^\pi = 1^-$ à $E^* = 1374$ keV et $E^* = 1370$ keV. On observe une raie intense de 1372 keV dans notre spectre et qui s'accorde avec l'existence d'un tel niveau. On peut attribuer les deux niveaux à $E^* = 1210$ keV et à 1372 keV au doublet suivant : $(2p_{1/2})_p \ (3s_{1/2})_n$

$$J_1 = j_1 = \frac{1}{2} \qquad l_1 = 1 \qquad j_1 = l_1 - \frac{1}{2}$$

$$J_2 = j_2 = \frac{1}{2} \qquad l_2 = 0 \qquad j_2 = l_2 + \frac{1}{2}$$

$E^* = 2191$ keV

Il est alimenté à partir du niveau de capture mais se désexcite non vers le fondamental $J^\pi = 2^-$ mais vers le niveau $J^\pi = 0^-$ à $E^* = 1210$ keV. On peut proposer les spins J = 1 ou 2 correspondant à des transitions M1 ou E1 . L'attribution d'une parité positive semble peu probable car elle correspondrait à une transition E1 intense issue du niveau de capture, ce qui n'est pas le cas d'après nos résultats expérimentaux. On propose pour ce niveau $J^\pi = 1^-$ ou 2^-.

$E^* = 2231$ keV

On observe une raie intense issue du niveau de capture et qui alimente ce niveau. Par contre, l'observation de la désexcitation directe de ce

niveau est difficile à cause de la présence d'une raie γ due à la capture radiative d'un neutron dans l'hydrogène contenu dans la paraffine de protection. On propose $J = 1$ ou 2 pour ce niveau mais l'attribution d'une parité est plus difficile.

$E^{*} = 2738$ keV

On observe une raie issue du niveau de capture très intense vers ce niveau, environ 10 fois plus intense que les transitions voisines en énergie. On admet que cette transition est de nature dipolaire électrique. Par contre sa désexcitation vers le niveau fondamental n'est pas totale et on ne voit pas de transition vers les autres premiers niveaux : on observe une transition vers un niveau qui se situe à 1644 keV. Un tel niveau se place dans les expériences (d, p) ou (d,α) à 1645 keV.

Les caractéristiques qui donnent le meilleur accord avec ces résultats sont $J = 1^{+}$ ou 2^{+}.

Interprétation de ces niveaux

Les caractéristiques des niveaux à 1816 keV et 2191 keV peuvent s'interpréter comme appartenant à la configuration suivante :

$$(2p_{1/2})_p \ (2d_{3/2})_n \text{ donnant } J^{\pi} = 1^{-} \text{ et } 2^{-}$$

Les expériences (d, p) donnent pour le moment angulaire du neutron transféré, $l_n = 2$ dans le cas d'un niveau à 1819 keV. Ceci est en accord avec l'orbite de neutron que l'on propose pour la configuration du niveau à 1816 keV en acceptant l'identité de ces deux niveaux.

En appliquant les règles de BRENNAN et BERNSTEIN à cette configuration, on a :

$$J_1 = j_1 = \frac{1}{2} = l_1 - \frac{1}{2}$$

$$J_2 = j_2 = \frac{3}{2} = l_2 - \frac{1}{2}$$

et pour l'état le plus bas en énergie :

$$J = J_1 + J_2 = 2 \quad \text{avec une parité négative}$$

Si cette règle est valable, nous avons préférentiellement pour le niveau $E^* = 1816$ keV : $J^\pi = 2^-$ et pour le niveau $E^* = 2191$ keV : $J^\pi = 1^-$. Par contre, les caractéristiques proposées pour le niveau $E^* = 2231$ keV sont difficiles à interpréter dans le cadre de ce modèle. En ce qui concerne, les niveaux de parité paire comme celui à $E^* = 2738$ keV, ils peuvent provenir du couplage entre un proton de l'orbite $1g_{9/2}$ et un neutron de l'orbite $2d_{3/2}$ ou $1g_{7/2}$. Si on prend la première possibilité, elle entraîne les valeurs $J^\pi = 3^+$, 4^+, 5^+, 6^+. Nos résultats indiquent $J^\pi = 1^+$ ou 2^+ ; il reste alors la configuration $(1g_{9/2})_p$ $(1g_{7/2})$. Les calculs d'énergie (Ki 63b) laissent la possibilité $J = 2$, 6, 8 pour cette région d'énergie. Par ailleurs, l'écart en énergie entre l'orbite $2p_{1/2}$ et $1g_{9/2}$ est $E_{moyen} = 935$ keV, valeur déduite des noyaux voisins ayant $N = 50$. Le niveau à particule indépendante $1g_{7/2}$ se trouve à 2,2 MeV au-dessus du niveau fondamental $2d_{5/2}$ dans ^{91}Zr. Si on calcule l'énergie du niveau résultant de ces deux excitations sans tenir compte d'une interaction résiduelle, on obtient $E^* = 2,2 + 0,935 = 3,135$ MeV. Nous avons vu que le couplage d'un proton $1g_{9/2}$ avec un neutron $2d_{5/2}$ abaisse l'énergie d'excitation de 250 keV environ. A partir de ces déterminations, on peut dire que le niveau $E^* = 2738$ keV correspond en énergie et en valeur de J^π avec la configuration $(1g_{9/2})_p$ $(1g_{7/2})_n$. On propose les caractéristiques suivantes qui donnent le meilleur accord avec nos résultats : $J^\pi = 2^+$.

Discussion sur les probabilités de transition

$E^* = 2738$ keV

On constate que l'intensité de la transition qui alimente ce niveau (raie n° 9) est 2,7 γ/100 neutrons et l'intensité de la raie de désexcitation directe vers le fondamental (raie n° 12) est : 0,6 γ/100 neutrons. Or il s'agit d'une tran-

sition E1 qui normalement correspond à une grande probabilité de transition. Nous avons interprété ce résultat par la structure de ce niveau : en effet, pour cette transition E1, on a : $\Delta J = 1$ mais $\Delta l_p = 3$ et $\Delta l_n = 2$: soit Δl_p ou $\Delta l_n > J$. On a donc affaire à un cas d'interdiction "1" (voir paragraphe 5).

$E^* = 2191$ keV

Le bilan des intensités suppose qu'il est alimenté par d'autres transitions issues de niveaux d'énergie élevée. Mais il décroît vers le niveau à $E^* = 1210$ keV par une transition probablement de nature M1 alors qu'il pourraît décroître vers le niveau 2^+ à 778 keV par une transition E1 plus probable. Nous avons calculé ce rapport en fonction des estimations de Weisskopf :

$$\frac{W\ (2191 - 778)\ E1}{W\ (2191 - 1210)\ M1} = 198$$

Or la transition E1 de (2191 - 773) keV = 1413 keV n'est pas observée. Pour expliquer ce résultat, on constate que la configuration en protons proposée pour le niveau $E^* = 1210$ keV est identique à celle du niveau $E^* = 2191$ keV ; elle ne diffère que par celle en neutrons, de sorte que $\Delta l_n = 2$. Par contre, le niveau $E^* = 778$ keV diffère par la configuration en protons et dans ce cas on a :

$$\Delta l_p = 3$$

Il subsiste une différence $\Delta l = 1$ en défaveur du niveau à 778 keV, ce qui expliquerait notre résultat. Il reste que le niveau devrait aussi décroître vers le niveau fondamental par une transition M1 sans interdiction "1". La non observation de cette raie provient du fait que le spectre gamma contient une raie parasite très intense à 2223 keV qui masque complètement cette raie.

Autres niveaux

Nous avons figuré les cascades doubles issues du niveau de capture et aboutissant au niveau fondamental. Mais les autres niveaux inscrits à

E^* = 2486 keV, 2981 keV et 3071 keV correspondent probablement aux transitions γ de 4367, 3872 et 3782 keV issues du niveau de capture et pour lesquels on n'observe pas de désexcitation directe vers le niveau fondamental. Par ailleurs, les résultats sont en bon accord avec l'existence de niveaux d'énergie à 963, 1372, 1573, 1644 et 1968 keV et qui correspondent à des niveaux observés dans les réactions (d,p) ou (d,α) à 965, 1370 et 1374, 1570 et 1572, 1645, 1965 keV d'énergie. On suggère l'appartenance de ces niveaux à la configuration $(2p_{1/2})_p\ (1g_{7/2})_n$ que nous n'avons pas fait intervenir jusqu'ici.

5 - Atténuation de l'intensité des transitions électromagnétiques

On sait que le modèle simple à particule indépendante de Weisskopf ne tient pas compte des interactions dues à la présence des autres nucléons dans le noyau. Il n'est donc pas surprenant que généralement les valeurs expérimentales des probabilités de transition diffèrent de celles calculées par Weisskopf.

Il existe plusieurs règles d'interdiction qui peuvent diminuer les probabilités de transitions électromagnétiques (Wi 60) et en particulier, il y a les règles d'interdiction "1". Pour les transitions électriques, on doit avoir $|l_i - l_f| \leqslant L$ et pour les transitions magnétiques $|l_i - l_f| \leqslant L - 1$, en supposant bien sûr que le changement de parité est correct ; l_i et l_f indiquent les orbites initiale et finale du nucléon et L le moment angulaire emporté par le photon. Ainsi dans les transitions M1 aucune particule ne devrait changer d'orbite. En réalité, ces règles ne s'appliquent pas strictement car les modes de couplage ne sont pas aussi purs ; mais en utilisant les estimations de Weisskopf comme des valeurs de référence, nous avons cherché à justifier les atténuations de transitions observées en les reliant d'une manière simple à des modes d'interdiction.

Nous rassemblons dans le tableau XVI les cas observés dans les noyaux que nous avons étudiés. Nous mentionnons aussi les configurations proposées pour les niveaux dans ^{86}Rb et ^{90}Y et nous avons calculé le facteur d'atténuation Fa de ces transitions par rapport aux estimations de Weisskopf.

TABLEAU XVI

ATTENUATION DES TRANSITIONS γ DANS LA REGION Z = 38 et N = 50

Noyau	Niveau d'énergie	Configuration initiale	Configurations finales	Type de transition	Δl	cas	$\frac{P(E_1)}{P(M_1)}$ expérimental	$\frac{P(E_1)}{P(M_1)}$ théorique	$\delta(\Delta l - L)_{max}$	Facteur d'atténuation Fa
$^{86}_{37}Rb_{49}$	1028 keV	$(2p_{3/2})^{-1}_p (2p_{1/2})^{-1}_n$	$(1f_{5/2})^{-1}_p (1g_{9/2})^{-1}_n$	E_1	$\Delta l_p = 2$ $\Delta l_n = 3$	$\Delta l_p - L = 1$ $\Delta l_n - L = 2$	1,25	465	2	372
		et	et		et					
		$(2p_{3/2})^{-2}_p (2p_{3/2})^{-1}_n$	$(2p_{3/2})^{-1}_p (2p_{1/2})^{-1}_n$	M_1	$\Delta l_p = 0$ $\Delta l_n = 0$	$\Delta l_{n,p} - L = 1$				
$^{90}_{39}Y_{51}$	1916 keV	$(2p_{1/2})^{-1}_p (2p_{3/2})^{-1}_n$	$(1g_{9/2})^{-1}_p (2p_{1/2})^{-1}_n$	E_1	$\Delta l_p = 3$ $\Delta l_n = 0$	$\Delta l_p - L = 2$	< 0,1	13	2	> 130
			et		et					
		$(2p_{1/2})^{-2}_p (2p_{3/2})^{-1}_n$	$(2p_{1/2})^{-1}_p (2p_{3/2})^{-1}_n$	M_1	$\Delta l_p = 0$ $\Delta l_n = 0$	$\Delta l_{n,p} = L - 1$				
$^{91}_{39}Y_{52}$	2798 keV	$(2p_{1/2})^{-1}_p (2p_{3/2})^{-1}_n$	$(1g_{9/2})^{-1}_p (2p_{1/2})^{-1}_n$	E_1	$\Delta l_p = 3$ $\Delta l_n = 0$	$\Delta l_p - L = 2$	non mesurable expérimentalement	189	1	
			et		et					
		$(2p_{1/2})^{-2}_p (2p_{3/2})^{-1}_n$	$(2p_{1/2})^{-1}_p (3p_{1/2})^{-1}_n$	M_1	$\Delta l_p = 0$ $\Delta l_n = 2$	$\Delta l_n > L - 1$				
$^{88}_{38}Sr_{50}$	4847 keV	$(2p_{3/2})^{-1} (1g_{9/2})^{+1}$	niveau à 183 keV K = 0	E_2	$\Delta K = 3$		5,5	190		35
		ou	et							
		$(1f_{5/2})^{-1} (1g_{9/2})^{+1}$	niveau à 2733 keV K = 3	M_1						

Les valeurs Fa = 372 pour les transitions issues du niveau à 1028 keV dans ^{86}Rb et Fa > 130 pour les transitions issues du niveau à 1816 keV dans ^{90}Y sont consistantes puisque ces cas correspondent à une variation maximum de l'écart (Δl - L) égal à 2. Il faut noter ici qu'en ce qui concerne l'intensité d'une transition du niveau $E^* = 1816$ keV vers le niveau $E^* = 778$ keV dans ^{90}Y, sa limite supérieure est évaluée à 0,1 γ/100 neutrons, ce qui correspond aux possibilités expérimentales de détermination des intensités dans cette région d'énergie. Pour le niveau $E^* = 4847$ keV dans ^{88}Sr, nous trouvons un facteur d'atténuation Fa = 35. On ne peut pas relier ceci à une interdiction "1" mais plutôt à une atténuation due à des transitions vers des niveaux collectifs construits sur des valeurs de nombre quantique K différentes : pour le niveau $E^* = 1836$ keV, K = 0 et pour le niveau $E^* = 2733$ keV, K = 3. En général, le facteur d'atténuation dans les cas d'interdiction "K" est voisin de 100 lorsque $\Delta K - \Delta J = 1$, au passage d'une bande de nature collective à une autre. Dans notre expérience, nous avons :

$$\Delta K - \Delta J = 2$$

et le facteur d'atténuation Fa devrait être beaucoup plus grand que Fa = 35, si le niveau à $E^* = 4847$ keV appartenait à l'une ou l'autre bande vibrationnelle K = 0 et K = 3. On propose alors que ce niveau ne soit pas de nature collective mais qu'il appartienne à une configuration de particules comme nous venons de le voir dans l'étude de sa structure. Le facteur Fa = 35 donnerait ainsi l'ordre de grandeur de l'atténuation qui résulte des transitions issues d'un niveau dans le modèle en couches vers un niveau dans le modèle collectif et dans lesquelles intervient une variation des nombres quantiques : $\Delta K - \Delta J = 2$.

6 - Comparaison entre les valeurs de sections efficaces absolues dans les réactions (p, γ)

Les résultats indiqués dans le tableau VIII montrent que les section efficaces de capture pour les noyaux ^{88}Sr et ^{86}Sr sont supérieures à celles cal-

culées pour ^{89}Y bien que la capture d'onde "d" doive perturber légèrement l'hypothèse que nous avons admise sur l'isotropie des distributions angulaires. Dans le noyau ^{90}Zr formé, on se trouve à une énergie d'excitation plus élevée et donc plus proche de la résonance géante. La section efficace de capture directe variant comme $\frac{Z^2}{A}$ ne peut pas expliquer ces écarts entre les valeurs de sections efficaces absolues. D'une manière qualitative, la diminution de la densité des niveaux près des couches fermées peut réduire le nombre de transitions possibles. Dans le cas de $^{90}_{40}Zr$ nous avons en effet une couche semi-magique en protons alors que dans le cas de $^{89}_{39}Y$ et $^{87}_{39}Y$, nous avons une couche incomplète en protons. On propose cependant une explication supplémentaire; nous avons montré que l'amplitude de la configuration à 2 particules-2 trous est presque 4 fois supérieure à l'amplitude de la configuration à 1 particule-1 trou dans la fonction d'onde du niveau de capture. Si on considère le noyau cible ^{89}Y comme ayant un trou de proton $2p_{1/2}$, la capture d'un proton s'effectuera grâce à la composante à 1 particule-1 trou de l'état de capture. Celle-ci n'étant pas très importante, la section efficace de capture est également diminuée (rapport de 1 à 4 par rapport à ^{88}Sr).

Par contre, la variation de la section efficace de capture radiative entre les deux noyaux cibles ^{88}Sr et ^{86}Sr peut provenir de la différence en énergie d'excitation des noyaux formés. Dans le premier cas, on se rapproche de la zone de résonance géante ce qui accroît la probabilité de désexcitation gamma de type E1. Nous avons comparé nos valeurs seulement avec celles de E. OBST (Ob 66) pour $^{89}Y(p,\gamma)$: celles-ci sont plus grandes d'un facteur 30 environ. Ce grand désaccord peut-être dû au fait qu'ils ont utilisé comme détecteurs des scintillateurs INa(Tl) dont la résolution en énergie est naturellement beaucoup moins bonne qu'avec les diodes Ge(Li). Par contre, nos valeurs concordent avec celles obtenues par extrapolation sur des réactions voisines (Da 68) comme $^{100}Mo(p,\gamma)$ et $^{82}Se(p,\gamma)$ vers les basses énergies de la fonction d'excitation. Il n'existe pas à notre connaissance de mesures semblables aux nôtres sur les réactions $^{88}Sr(p,$ ou $^{86}Sr(p,\gamma)$ pour $E_p \simeq 4$ MeV ; ces résultats quantitatifs seraient pourtant

intéressants pour connaître la variation de la pénétrabilité des ondes de protons en-dessous de la barrière coulombienne.

- ETUDE DE LA STRUCTURE NUCLEAIRE AUTOUR DE N = 82

1 - Structure du noyau $^{140}_{58}Ce$ dans son état excité à $E^* = 2083$ keV - Fig

Notre mesure de corrélation angulaire s'accorde avec une cas cade de transitions M1 de 329 keV et E2 de 487 keV. Une nouvelle mesure (Ca 69) a donné un très faible mélange M1 + E2 pour la raie de 329 keV ($\delta_2 = 0,002$). La présence de l'état intermédiaire $J^\pi = 4^+$ d'une durée de vie assez longue, dans le noyau semi-magique $^{140}_{58}Ce_{82}$ serait justifiée si on expliqu la diminution de l'amplitude de la probabilité de transition E2. Le noyau contena un nombre magique de neutrons, on peut prendre en considération seulement les protons (ou les trous) dans les orbites $1g_{7/2}$ et $2d_{5/2}$.

La figure 30 montre l'ordre des niveaux d'énergie d'après le modèle à quasi-particules de KISSLINGER et SORENSEN.

Les énergies d'état de particules sont prises ici égales à :

$$\varepsilon_{g_{7/2}} = 0 \qquad \varepsilon_{d_{5/2}} = 1 \text{ MeV} \quad \text{et au-dessus} \quad \varepsilon = 2,0 \text{ MeV}$$

Les paramètres du niveau de Fermi et de l'énergie d'apparie ment sont :

$$\lambda = 0,37 \text{ MeV} \qquad \text{et} \qquad \Delta = 0,92 \text{ MeV}$$

Les intensités de la force d'appariement et de la force à longu portée, définies au chapitre I B, qui s'accordent avec ce noyau sont ainsi :

$$G = 0,173 \text{ MeV} \qquad \text{et} \qquad X = 0,975$$

A partir de notre valeur expérimentale de la durée de vie (valeur moyenne τ = 4,87 ns) et de celle calculée à partir des estimations de référence de Weisskopf, nous déterminons le rapport :

$$|M|^2 = \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma_n} = 0,13$$

La probabilité de transition E2 est donc atténuée et on peut essayer d'expliquer ce résultat par une transition entre états de quasi-particules. Dans ce cas, le moment quadrupolaire associé à la quasi-particule qui opère la transition est diminué par l'intervention des états de trous. La probabilité de transition est réduite par un facteur statistique $U_j U_{j'} - V_j V_{j'}$, ces termes ayant la signification déjà indiquée dans le chapitre I B et correspondant à l'état initial et final. Il faut cependant admettre que l'état $J^\pi = 2^+$ à $E^* = 1597$ keV et qui s'explique par l'excitation d'une bande vibrationnelle, contient une contribution d'états de quasi-particules. D'après la figure 3, la configuration $(g_{7/2})^2$ couplée à $J^\pi = 2^+$ ne présente qu'un écart de 400 keV en énergie. Des mesures (Ka 63) du facteur gyromagnétique de l'état $J^\pi = 4^+$ à $E^* = 2083$ keV montrent qu'une configuration pure avec $(g_{7/2}, d_{5/2})_{J=4}$ convient pour expliquer la valeur du moment magnétique ; mais compte tenu des imprécisions expérimentales on ne peut pas exclure totalement un mélange avec les configurations voisines $(g_{7/2})^2$ ou $(d_{5/2})^2$ couplées à J = 4. Un calcul du facteur d'atténuation (Cu 63) est en désaccord avec une transition $(g_{7/2}, d_{5/2})_4 \longrightarrow (g^2_{7/2})_2$ puisqu'il donne au contraire une accélération d'un facteur 20. Par contre, un bon accord est obtenu en considérant les configurations :

$$(g_{7/2}, d_{5/2})_4 \longrightarrow (g_{7/2}, d_{5/2})_2$$

En définitive, il est nécessaire de faire intervenir la même configuration dans la fonction d'onde du premier état 2^+. La description du ^{140}Ce dans ses premier

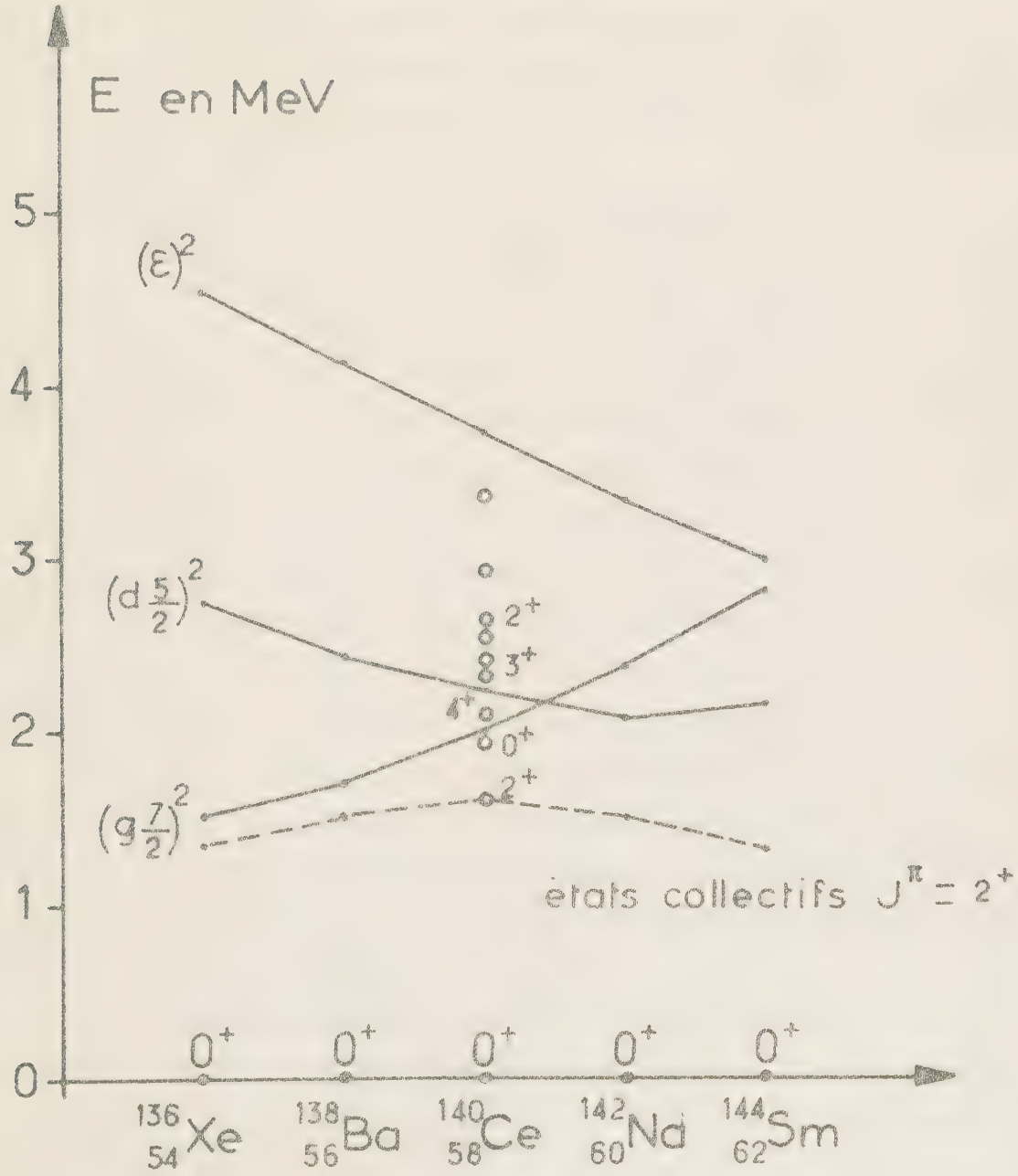

o niveaux d'énergie observés
• } énergies dans le modéle à quasi_particule
E en MeV
5
4
3
2
1
0
$(\varepsilon)^2$
$(d\frac{5}{2})^2$
$(g\frac{7}{2})^2$
2^+
3^+
4^+
0^+
2^+
états collectifs $J^\pi = 2^+$
0^+ 0^+ 0^+ 0^+ 0^+
$^{136}_{54}Xe$ $^{138}_{56}Ba$ $^{140}_{58}Ce$ $^{142}_{60}Nd$ $^{144}_{62}Sm$

fig: 30.

états d'excitation peut ainsi se faire par un mélange de configuration important. Nous avons rencontré le même phénomène dans la description du noyau $^{90}_{40}Zr_{50}$ qui présente les caractéristiques d'un noyau semi-magique. Pour expliquer les probabilités de transitions vers ces premiers états d'excitation, nous avons introduit une forte contribution d'états à 2 particules-2 trous dans la fonction d'onde de ces états. On peut penser que la structure du noyau ^{140}Ce dans ses premiers états excités ressemble fortement à celle de $^{90}_{40}Zr_{50}$ et que par conséquent aux configurations 1 particule-1 trou, il faut adjoindre les excitations à 2 particules-2 trous.

a) Niveaux d'énergie dans $^{139}_{56}Ba$ - Figure 20

Le noyau cible de ^{138}Ba ayant $I^{\pi} = 0^+$, le niveau de capture d'un neutron "s" a une attribution unique $J^{\pi} = \frac{1^+}{2}$. En ce qui concerne le niveau fondamental et les niveaux à $E^* = 627$ keV, 1083 keV et 1418 keV, nos valeurs d'énergie et d'intensité (Ir 69a) confirment l'attribution respective de $J^{\pi} = \frac{7^-}{2}$, $\frac{3^-}{2}$, $\frac{1^-}{2}$ et $\frac{5^-}{2}$. Ces caractéristiques correspondent aux orbites $2f_{7/2}$, $3p_{3/2}$, $3p_{1/2}$ et $2f_{5/2}$. MORAGUES (Mo 69) propose deux autres niveaux à $E^* = 1512$ keV et à 1952 keV mais bien que l'efficacité de notre détecteur soit beaucoup plus grande, nous n'observons pas de tels niveaux. Par contre, nous trouvons quatre autres niveaux à $E^* = 2130$ keV, 2156 keV, 2185 keV et à 2480 keV pour lesquels les valeurs de l_n suggèrent l'excitation d'orbite neutronique $3p_{1/2}$ ou $3p_{3/2}$. Pour $E^* = 2480$ keV, les caractéristiques $J^{\pi} = \frac{1^-}{2}$ sont confirmées mais pour les trois autres niveaux, il reste les deux possibilités : $\frac{1^-}{2}$ ou $\frac{3^-}{2}$. Pour interpréter ces valeurs, on propose l'existence d'un couplage entre chacune des orbites neutroniques $3p_{1/2}$ et $3p_{3/2}$ avec un état à 2 phonons issu de l'excitation collective du coeur de $^{138}_{56}Ba_{82}$.

b) Niveaux d'énergie dans $^{140}_{57}La$ - Figure 21

Nous avons affaire à un noyau impair-impair dans lequel le neutron en dehors de la couche magique $N = 82$ et le trou de proton dans l'orbite

$1g_{7/2}$ peuvent se coupler pour donner un grand nombre de niveaux d'excitation. Le noyau cible de ^{139}La ayant $I^{\pi} = \frac{7}{2}^{+}$, le niveau de capture d'un neutron "s" aura les deux possibilités $J^{\pi} = 3^{+}$ et 4^{+}. Les valeurs de J^{π} pour l'état fondamental et le niveau à $E^{*} = 31$ keV sont déjà connues. La configuration proposée par des réactions de stripping (d, p) pour les premiers états est $(1g_{7/2})_p\ (2f_{7/2})_n$. On peut former dans notre réaction des états de parité négative et de spin compris entre zéro et 7. Pour les niveaux $E^{*} = 273$ keV et 319 keV, on exclut $J^{\pi} = 5^{-}$ car il existe des transitions trop intenses vers le niveau $J^{\pi} = 2^{-}$ à $E^{*} = 31$ keV pour être de type M3. Par contre, pour le niveau $E^{*} = 63$ keV, les valeurs $J^{\pi} = 5^{-}$ restent possibles puisqu'ils donneraient une transition vers le fondamental et observée récemment par L.B. HUGHES (Hu 66). Pour les niveaux, $E^{*} = 655$ keV et 746 keV, la configuration déduite des réactions de stripping (d, p) est $(1g_{7/2})_p\ (3p_{3/2})_n$ ce qui donne les caractéristiques $J^{\pi} = 2^{-}, 3^{-}, 4^{-}, 5^{-}$. Nous retenons les deux possibilités $J^{\pi} = 4^{-}$ et 5^{-} pour chacun des deux niveaux observés à cause des transitions vers le fondamental et l'absence de telles transitions vers le premier niveau d'excitation.

Pour les niveaux à $E^{*} = 1443$ keV et 1494 keV, il n'existe pas de valeurs connues de l_n et on propose seulement des spins compris entre 2 et 5 avec une parité négative. Il est clair que d'autres types de réactions sont ici indispensables pour préciser le schéma des niveaux dans ^{140}La.

c) Niveaux d'énergie dans $^{141}_{58}Ce$ - Figure 22

Le noyau cible de ^{140}Ce ayant $I^{\pi} = 0^{+}$, le niveau de capture d'un neutron "s" à une attribution unique $J^{\pi} = \frac{1}{2}^{+}$. En ce qui concerne le niveau fondamental et les niveaux à $E^{*} = 661$ keV, 1089 keV et 1136 keV, nos valeurs d'énergie et d'intensité de transition confirment les attributions respectives pour ces niveaux $J^{\pi} = \frac{7}{2}^{-}, \frac{3}{2}^{-}, (\frac{3}{2})^{-}$ et $\frac{1}{2}^{-}$; celles-ci correspondent aux orbites de neutrons $2f_{7/2}$, $3p_{3/2}$ et $3p_{1/2}$; le niveau à $E^{*} = 1089$ keV doit plutôt résulter d'un couplage particule-coeur. Pour le niveau à $E^{*} = 1810$ keV, la valeur de l_n est incertaine alors que nos résultats s'accordent bien avec $J^{\pi} = \frac{3}{2}^{-}$. Pour le

niveau à $E^* = 2409$ keV, les résultats des réactions (d, p) et les nôtres permettent d'attribuer d'une manière certaine $J^\pi = \frac{1}{2}^-$. La présence de ces états qui ne s'explique pas par le modèle en couches simples doit faire intervenir des mélanges importants de configurations. Pour effectuer des calculs théoriques précis, il est indispensable de mieux connaître les énergies et les caractéristiques des états individuels du modèle en couches dans les noyaux voisins. D'une manière générale, on trouve une grande analogie de structure dans les deux noyaux ^{139}Ba et ^{141}Ce qui ne diffèrent que par une paire de protons. Le modèle à particules indépendantes rend bien compte de cette structure jusque vers $E^* = 1,5$ MeV mais au-delà de cette énergie, la couche en protons est excitée et donne des mélanges de configurations. Ce sont ces mélanges que nous trouvons dans le noyau impair-impair ^{140}La mais également dans le noyau pair-pair ^{140}Ce que nous venons d'étudier dans son état d'excitation $E^* = 2083$ keV.

- ANALYSE DES RESULTATS COMMUNS AUX NOYAUX ETUDIES

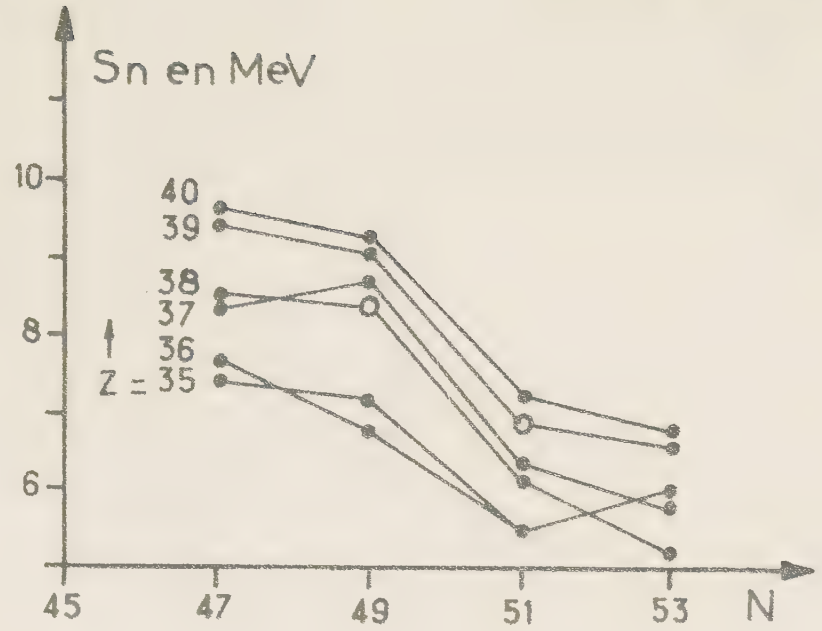
Nous avons déterminé les valeurs de l'énergie de séparation d'un neutron S_n pour 7 noyaux et de l'énergie de séparation d'un proton S_p pour 3 autres noyaux (tableau XVII). Nous allons maintenant étudier les variations de ces quantités et extraire des valeurs d'énergie d'appariement neutron-neutron ou proton-proton.

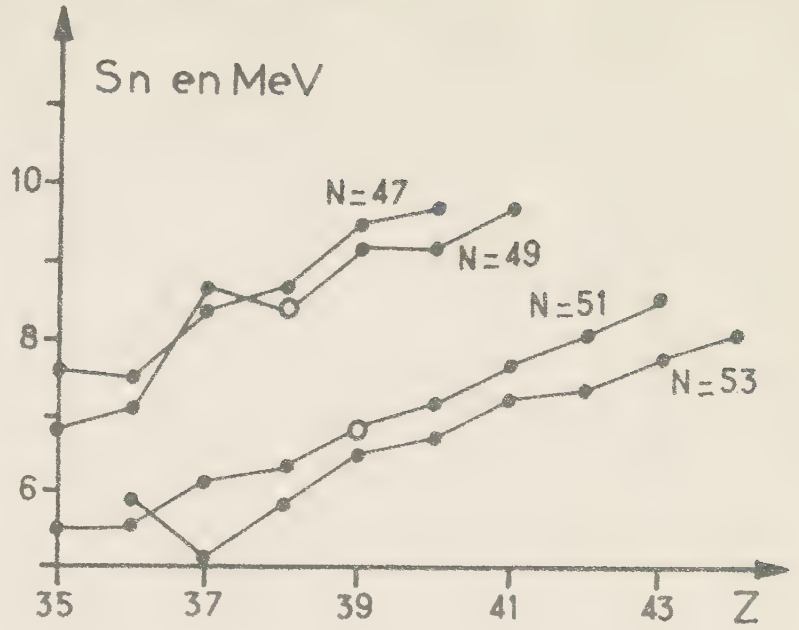
1 - Variation de l'énergie de séparation pour les neutrons et pour les protons

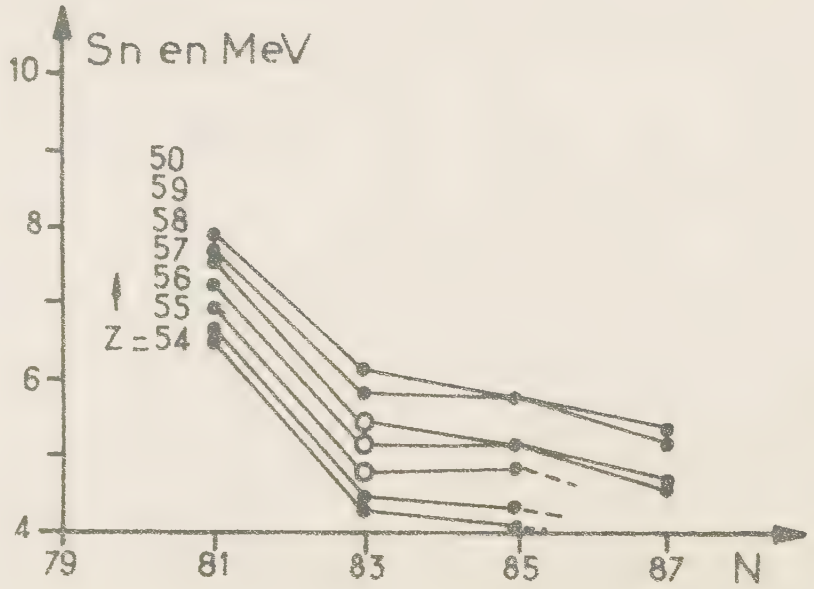
Nous avons porté nos valeurs expérimentales sur les courbes de variation de S_n en fonction de Z et de N dans chaque région étudiée (figure 31). Les autres valeurs sont extraites des données les plus récentes de masse atomique (MA 65), l'énergie de séparation d'un neutron étant donnée par l'expression :

$$S_n(Z,N) = M(Z, N-1) + M_n - M(Z,N)$$

o nos valeurs expérimentales
• valeurs des tables de masse







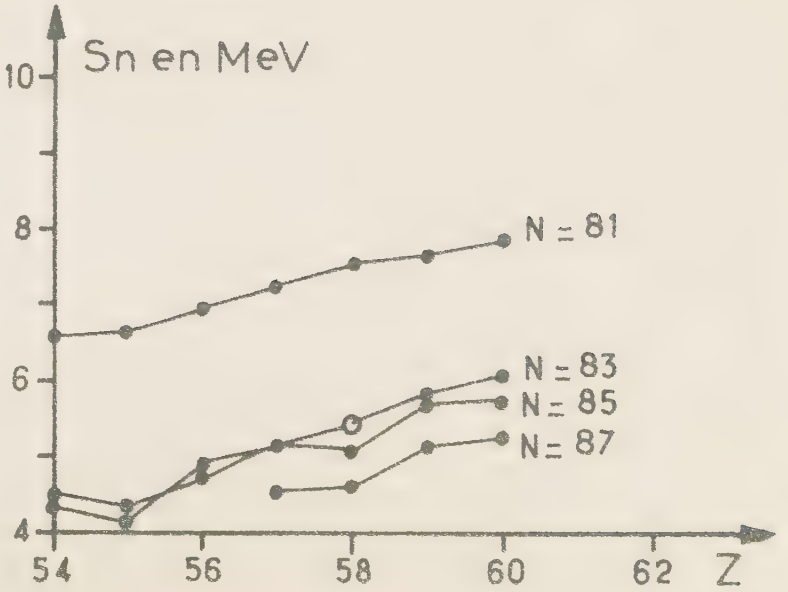


fig. 31

où M_n est la masse du neutron, $M(Z,N)$ et $M(Z,N-1)$ étant les masses atomiques du noyau initial et final.

Pour les isotopes ayant N impair, S_n diminue de 0,5 MeV environ entre N = 47 et N = 49 et entre N = 51 et N = 53. Par contre, cette énergie de séparation diminue en moyenne de 1,7 MeV entre N = 49 et N = 51. De même pour les isotopes ayant N pair, S_n diminue de 0,5 MeV entre N = 46 et N = 50 et entre N = 52 et N = 54 ; cette diminution atteint par contre 2 MeV entre N = 50 et N = 52. Ces observations qui concordent naturellement avec la présence de la couche fermée à N = 50 donnent une évaluation précise du saut en énergie de liaison lorsque le nombre de neutrons dépasse le nombre magique N = 50. Les courbes de S_n en fonction de Z montrent un accroissement de S_n en fonction du nombre de masse : ceci s'explique par le rapprochement de la distribution spatiale des protons de celle des neutrons qui accroît les forces d'attraction nucléaire. Lorsque les valeurs de S_n sont précises, on constate une variation bien régulière de S_n, conformément aux remarques précédentes. Sur les courbes pour N = 85, on note une déviation des valeurs de S_n pour Z = 56 et 57 par rapport à celles que nous avons mesurées à N = 83. L'utilité de ces courbes est de montrer les valeurs de S_n qu'il faudrait remesurer d'une façon précise pour suivre le sens de variation en fonction de N ou de Z. Il sera alors possible de rattacher ces variations aux détails fins de la structure en couches des noyaux en particulier, à l'interaction nucléaire entre les nucléons périphériques.

2 - Energie d'appariement neutron-neutron pour N = 50

Dans les noyaux ayant un nombre N impair, le dernier neutron est peu lié tandis que dans les noyaux ayant un nombre N pair, le dernier neutron est très lié. Si le noyau est Z-pair (cas de ^{88}Sr), l'énergie de séparation S_n peut dépasser 10 MeV ; c'est grâce à l'énergie d'appariement δ_n que le dernier neutron, qui complète la paire pour les noyaux N-pair, est exceptionnellement lié. Cette énergie est donnée par la formule (Ev 61) :

TABLEAU XVII

VALEURS DE S_n EN keV

Noyau	Autres mesures	Référence	Table de masse (MA 65)	Nos valeurs
$^{90}_{39}Y_{51}$	6860 6849 ± 9	WA 64 HA 65 BJ 66 BA 59	6869 ± 7	6853 ± 4
$^{88}_{38}Sr_{50}$	11111 ± 4	SC 66	11100 ± 6	11113,5 ± 1,5
$^{87}_{38}Sr_{49}$			8437 ± 5	8428,5 ± 2,5
$^{86}_{37}Rb_{49}$	8658 ± 10 8651,5 ± 1,5	JU 68 JU 68	8637 ± 9	8649,3 ± 1,3
$^{139}_{56}Ba_{83}$	4723,4 ± 0,7	MO 69	4717 ± 10	4723,3 - 1,5
$^{140}_{57}La_{83}$	5165 ± 5	HU 66	5000 ± 48	5157,2 ± 1,5
$^{141}_{58}Ce_{83}$			5438 ± 9	5424,6 ± 1,5
		VALEURS DE S_p EN keV		
$^{90}_{40}Zr_{50}$			8381 ± 6	8340 ± 4,5
$^{89}_{39}Y_{50}$			7074 ± 7	7052 ± 4,5
$^{87}_{39}Y_{48}$			5940 ± 200	5764 ± 5

$$\delta_n = \frac{1}{2} \left[S_n \text{ (N pair)} - S_n \text{ (N impair)} \right]$$

le facteur $\frac{1}{2}$ vient de ce que chaque valeur de S_n représente la différence entre un noyau N-pair et N-impair.

Nos mesures de S_n dans ^{88}Sr et ^{87}Sr permettent de calculer δ_n avec une bonne précision :

$$\delta_n = (1342,5 \pm 2) \text{ keV}$$

CAMERON (Ca 58) introduit l'énergie d'appariement dans une formule semi-empirique des masses atomiques comme un phénomène collectif qui ne possède pas de relation directe avec l'espacement des orbites nucléaires. Suivant cette hypothèse, les énergies d'appariement sont tabulées séparément pour les protons et les neutrons en fonction du nombre total de chaque sorte de nucléon. Pour $N = 50$, on trouve $P(N) = 1,27$ MeV. Notre valeur expérimentale est légèrement supérieure à $P(N)$ mais ces valeurs de $P(N)$ sont moins précises. En modifiant d'autres paramètres comme l'effet des couches nucléaires, il est probable que l'accord peut être amélioré, mais il est nécessaire pour cela d'avoir une systématique de valeurs précises de δ_n pour savoir si l'hypothèse précédente est acceptable.

3 - Energie d'appariement proton-proton pour Z = 40

On observe une nette diminution de S_p (tableau XVII) au passage de Z-impair à Z-pair, due à l'énergie d'appariement alors que S_p devrait croître normalement avec Z.

$$S_p = S(39) - S(40) = -(1288 \pm 6,3) \text{keV}$$

Nous avons calculé l'énergie d'appariement en utilisant la même expression que pour les neutrons et nous trouvons :

$$\delta\,(Z = 40) = 644 \text{ keV}$$

si on calcule δ pour Z = 38 et 42 en utilisant les tables de MATTAUCH et toujours pour N = 50, on obtient :

$$\delta(Z = 38) = 986 \text{ keV} \qquad \text{et} \qquad \delta(Z = 42) = 1035 \text{ keV}$$

La valeur moyenne de δ, calculée (GI 65) pour Z = 38, 40 et 42 est égale à 1,2 MeV. Il est clair qu'il y a une forte diminution de δ quand on pass de Z = 38 à Z = 40 d'une part et de Z = 42 à Z = 40 d'autre part. On relie ce résultat au fait que Z = 40 est un nombre semi-magique ; l'énergie d'appariemen est directement fonction de la densité des niveaux à la surface de FERMI, qui est faible pour un nombre magique de nucléons. On peut également noter ici que pour Z = 38, l'effet apparaît moins sensible parce qu'il s'agit d'une couche simplement fermée.

CONCLUSION

Au cours de ce travail, nous avons pu extraire un certain nombre d'informations tant au point de vue des techniques utilisées que de la structure nucléaire.

En ce qui concerne la partie expérimentale, l'emploi des détecteurs à semi-conducteurs Ge(Li) montre que la résolution en énergie est améliorée d'un facteur voisin de 30 par rapport aux détecteurs à scintillations et reste meilleure que 15 keV jusqu'à une énergie de 7 MeV. L'efficacité de détection est par contre plus faible, mais l'utilisation d'une des plus grosses diodes actuelles ($V \simeq 120$ cm^3) prouve que cette caractéristique est en nette amélioration. L'efficacité atteint 9 pour cent par rapport à un cristal INa(tl) de 3" x 3" ; son efficacité de détection dans le pic correspondant à la perte d'énergie totale reste supérieure à l'efficacité de détection dans le pic correspondant à l'échappement des deux photons de 511 keV jusqu'à une énergie relativement élevée de $E_\gamma = 4,5$ MeV.

Nous avons réalisé un spectromètre de paires qui permet d'observer des raies de haute énergie et très peu intenses dans de bonnes conditions. Il présente, en outre, l'avantage d'être très facilement démonté pour que chaque détecteur puisse être utilisé séparément dans d'autres travaux.

Nous avons mesuré une durée de vie nucléaire et une corrélation angulaire par une méthode différentielle. Le convertisseur de temps en amplitude que nous avons mis au point a une résolution en temps avoisinant la limite théorique dans certaines conditions expérimentales ($2\tau = 0,8$ ns).

Grâce à ces moyens techniques, nous avons proposé des schémas d'excitation en énergie pour dix noyaux différents ; on atteint des énergies d'excitation de 5 MeV pour les premiers niveaux et 12 MeV pour les niveaux de capture

d'un nucléon. Nous avons analysé la structure de ces noyaux en regardant de quelle manière elle se modifie en fonction de Z pour un nombre N donné.

Dans les noyaux impairs autour de N = 50 tels que ^{87}Sr, ^{87}Y, et ^{89}Y, les premiers niveaux d'excitation observés s'accordent avec les caractéristiques des orbites nucléaires, c'est-à-dire $1f_{5/2}$, $2p_{1/2}$ et $1g_{9/2}$ pour les protons et $1g_{9/2}$, $2p_{1/2}$, $2d_{5/2}$ et $2d_{3/2}$ pour les neutrons. L'interaction effective nucléon-nucléon permet de rendre compte des niveaux pour des noyaux impair-impair tel que ^{90}Y tandis que le modèle à quasi-particule arrive à bien expliquer certains niveaux dans les noyaux pair-pair et ayant une couche magique de neutrons. Le niveau d'énergie à $E^* = 3226$ keV dans $^{88}_{38}Sr$ s'explique par une excitation de deux quasi-particules $1f_{5/2}$ couplées à $J^\pi = 2^+$; de même, le niveau d'énergie à $E^* = 2083$ keV dans $^{140}_{58}Ce$ s'explique par une excitation de deux quasi-particules $(1g_{7/2}, 2d_{5/2})$ couplées à $J^\pi = 4^+$. Dans les noyaux lourds tels que ^{139}Ba et ^{141}Ce ayant un neutron en dehors de la couche magique N = 82, nous mettons en évidence des niveaux de particules jusqu'à $E^* = 1,5$ MeV et qui s'interprètent par les orbites neutroniques dans le modèle en couches : $2f_{7/2}$, $3p_{3/2}$, $3p_{1/2}$ et $2f_{5/2}$; au-delà de cette énergie, apparaissent des mélanges de configuration et des excitations du coeur pair-pair. Dans l'étude des niveaux de ^{90}Y et ^{86}Rb, on parvient à une bonne description en partant d'une sous-structure stable constituée par $^{88}_{38}Sr_{50}$, à laquelle on superpose l'interaction d'une configuration proton-neutron dans le premier cas et d'une configuration trou de proton-trou de neutron dans le second cas.

Nous avons mesuré les énergies des niveaux d'excitation avec une assez bonne précision et mis en évidence des doublets ainsi que des triplets de niveaux d'énergie, en particulier, dans les noyaux impair-impair. Les cascades de rayonnements gamma nous ont permis une très bonne détermination de l'énergie de séparation d'un neutron dans sept noyaux : ^{86}Rb, ^{87}Sr, ^{88}Sr, ^{90}Y, ^{139}Ba, ^{140}La et ^{141}Ce, ainsi que l'énergie de séparation d'un proton dans trois

autres noyaux ^{87}Y, ^{89}Y et ^{90}Zr. Avec ces valeurs, nous avons calculé l'énergie d'appariement neutron-neutron pour le nombre magique N = 50 et l'énergie d'appariement proton-proton pour le nombre semi-magique Z = 40. Le caractère semi-magique de Z = 40 est confirmé par un minimum de δ_{p-p} au passage de ce nombre et qui peut être relié à la diminution de la densité de niveaux pour une couche fermée.

Nous avons calculé des rapports d'embranchement entre les premiers niveaux d'excitation et comparé ces valeurs aux estimations de référence de Weisskopf. Il apparaît une liaison avec la variation du moment angulaire orbital du nucléon qui produit la transition gamma ; en particulier pour un écart $\delta(\Delta l - L) = 2$, où Δl est justement cette variation et L le moment angulaire emporté par le rayonnement gamma de la transition, on trouve deux résultats qui concordent pour donner un facteur d'atténuation du rapport des probabilités $\frac{P(E1)}{P(M1)}$ supérieur à 130.

Nos mesures de section efficace de capture de protons donnent une évaluation quantitative de la pénétrabilité de la barrière coulombienne pour des protons ayant une énergie cinétique égale à la moitié de la hauteur de cette barrière. D'autre part, nous mettons en évidence une capture anormale d'onde "d" de protons pour cette énergie incidente sur les noyaux-cibles de ^{86}Sr et ^{88}Sr. Ce phénomène est interprété grâce à la mesure précise de l'énergie du niveau de capture et des intensités de transitions issues de ce niveau vers les différents niveaux d'excitation ; dans les noyaux formés ^{87}Y et ^{89}Y, l'énergie du niveau de capture se trouve dans la zone d'états de protons analogues aux états de neutrons dans les noyaux isobariques ^{87}Sr et ^{89}Sr. Dans la réaction $^{88}Sr(p,\gamma)^{89}Y$, la capture d'onde "d" est essentiellement favorisée par la présence de l'état analogue de l'état fondamental de ^{89}Sr qui s'explique par un état de neutron $2d_{5/2}$.

Par contre, dans la réaction $^{89}Y(p,\gamma)^{90}Zr$, la capture d'onde "s" suffit à expliquer les différentes transitions gamma ; mais, on forme plusieurs états $J^{\pi} = 2^{+}$ par des transitions directes à partir du niveau de capture dans

^{90}Zr, alors que cette possibilité semblait impossible antérieurement pour des raisons théoriques développées dans le chapitre IV. La mesure quantitative de ces transitions gamma vers trois états $J^{\pi} = 2^{+}$ indique que le niveau de capture de protons formé dans ^{90}Zr contient des mélanges de configurations importants et, en particulier, l'amplitude de la fonction d'onde à deux particules-deux trous est 3,9 fois plus grande que celle à une particule-un trou.

Pour étendre l'étude spectroscopique de ces noyaux et pour préciser certaines caractéristiques de niveaux, il serait souhaitable de mener de nouvelles expériences de stripping à plus haute énergie et avec une meilleure résolution en énergie qu'auparavant. D'autres types de réactions devraient également mettre en évidence des niveaux supplémentaires : ceci permettrait d'achever le classement en énergie d'excitation des niveaux dans une même configuration. L'étude de ces interactions est abordée dans les régions voisines de N ou Z = 20, 28 et 40 mais nos expériences de capture radiative de protons montrent qu'il est possible d'atteindre également la structure des niveaux d'excitation de haute énergie. Il est probable que les phénomènes observés dans notre travail comme les états de proton analogues aux états de neutrons du noyau isobarique et la contribution importante des états à 2 particules-2 trous à l'état de capture se retrouvent aussi pour d'autres noyaux à couche magique ou semi-magique de nucléons.

REFERENCES

Ab 53 A. Abragam, R.V. Pound - Phys. Rev. 92 (1953) 943

Ag 64 Y.K. Agarwal, C.V.K. Baba, S.K. Bhattacherjee - Nuclear Physics 58 (1964) 641

Al 61 W.L. Alford, D.R. Kochler, C.E. Mandeville - Phys. Rev. 123 (1961) 1365

Al 66 J. Alster, D.C. Shreve, R.J. Peterson - Phys. Rev. 144 (1966) 999

Au 65 N. Auerbach, I. Talmi - Nucl. Phys. 64 (1965) 458

Ba 59 G.A. Bartholomew, P.J. Campion, J.W. Knowles et G. Manning - Nucl. Phys. 10 (1959) 590

Ba 68 G. Bassani, M. Conjeaud, S. Harar, J. Picard et G. Souchere - Journal de Physique 29, C1(1968) 162 et 163

Bi 62 F.W. Bingham, M.B. Sampson, - Phys. Rev. 128 (1962) 1796

Bl 66 J.L. Black, W. Darcey et M.M. Islam - Nucl. Phys. 79 (1966) 65

Bl 67 J.C. Black, M.M. Islam, G.A. Iones, G.C. Marrisson, R.B. Taylor - Nucl. Phys. A92 (1967) 365

Bl 68 C. Bloch, N. Cindro, S. Harar - Rapport C.E.A. Physique Théorique Saclay(1968)

Bo 61 M. Bouten, M. Demeur, H. Pollak - Journal de Physique 22 (1961) 697

Br 60 M.M. Brennan, A.M. Bernstein - Phys. Rev. 120 N.3 (1960) 927

Br 66 E. Brooks Shera, D.W. Hafemeister - Phys. Rev. 150 (1966) 894

Bu 65 J. Burde, M. Rakavy, G. Adam - Nuclear Physics 68 (1965) 561

Ca 58 A.G.W. Cameron - Can J. Phys. 36 (1958) 1040

Ca 61 C. Carter Waschet and B. Linder - Nucl. Phys. 27 (1961) 415

Ca 64 P. Carlos, H. Nifenecker, R. Samama, J. Fagot - Journal de Physique 11 (1964) 203 A

Ca 69 M. Caillau - Thèse 3ème cycle, Université de Bordeaux (1969)

Cu 62 W.M. Currie - Nucl. Phys. 32 (1962) 574

Cu 63 W.M. Currie - Nucl. Phys. 48 (1963) 561

Da 68 P.J. Daly, B.M. Seppelt, P.F.D. Shaw - Nuclear Physics A 119 (1968) 673

Di 62 D. Dillenburg, Th. A. J. Maris - Nucl. Phys. 33 (1962) 208

Dr 67 D. Drechsel, J.B. Seaborn, W. Greiner - Nucl. Phys. A 94 (1967) 698

Ev 61 R.D. Evans - Le noyau atomique (Dunod, Paris 1961) p. 330

Fu 62 R.H. Fulmer, A.L. Mc Carthy, B.L. Cohen - Phys. Rev. 128 (1962) 1302

Gi 63 M. Giannini, G. Pinto, D. Prosperi, S. Sciuti - Nwovo Cimento 29 (1963) 977

Gi 65 A. Gilbert, A.G.W. Cameron - Can. Journ. Phys. 43 (1965) 1446

Gi 67 V. Gillet, B. Giraud, M. Rho - Nucl. Phys. A 103 (1967) 257

Gr 59 L.V. Groshev, V.N. Lutsenko, A.M. Demidov, V.I. Pelekhov Atlas of gamma rays spectre from radiative capture of thermal neutrons (Pergamon Press London (1959) pp 10, 108

Gr 64 L.V. Groshev, A.M. Demidov, G.A. Kotelnikov et V.N. Lutsenko Nucl. Phys. 58 (1964) 465

Ha 65 E.W. Hamburger et A.I. Hamburger - Nucl. Phys. 68 (1965) 209

Ha 68 J.C. Hardy, W.G. Darris, W. Darcey - Nucl. Phys. A 121 (1968) 103

He 61 R.L. Heath, J.E. Cline, C.W. Reich, E.C. Yates, E.H. Turk Phys. Rev. 123 (1961) 903

Ho 66 J.M. Hollander - Nucl. Instr. and Meth. 43 (1966) 65

Hu 66 L.B. Hughes, T.J. Kennett, W.V. Prestwich - Nuclear Physics 89 (1966) 241

Ir 66 J.L. Irigaray, J. Roturier, G.Y. Petit - Nucl. Instr. Meth. 40 (1966) 221

Ir 67 J.L. Irigaray, G.Y. Petit, R. Samama, D. Maier, P.Carlos, N. Nifenecker - C.R. Acad. Sc. Paris 265 (1967) 701

Ir 68a J.L. Irigaray, G.Y. Petit, P. Carlos, B. Maier, R. Samama N. Nifenecker - Nucl. Phys. A 113 (1968) 134

Ir 68b J.L. Irigaray, G.Y. Petit, R. Samama, P. Carlos, J. Girard, G. Perrin - Comptes rendus 267 (1968) 1358

Ir 68c J.L. Irigaray, J. Roturier, G.Y. Petit - Journal de Physique 29, C1 (1968) 101

Ir 69a J.L. Irigaray, M. Asghar, G.Y. Petit, A. Audias, J. Girard R. Samama - Communication à "International Symposium on neutron capture γ-ray spectroscopy" Studsvik, Sweden (1969)

Ir 69b J.L. Irigaray, M. Asghar, J. Dalmas, G.Y. Petit, J. Roturier (en cours de publication)

Ju 62 J. Julien, C. Corge, V.D. Huynx, J. Morgenstern et F. Netter, Physics Letters, 3 N.2 (1962) 67

Ju 68 E.T. Jurney, J.W. Dawson, R.K. Sheline - Los Alamos Laboratory - Communication privée, (1968)

Ka 63 N. Kaplan, S. Ofer, B. Rosner - Phys. Letters 3 (1963) 291

Ka 67 C.D. Kavaloski, J.S. Lilley, D.C. Shreve, N. Stein - Phys. Rev. 161 (1967) 1107

Ki 53 B.B. Kinsey, G.A. Bartholomew - Can. J. Phys. 31 (1953) 1051

Ki 54 B.B. Kinsey, G.A. Bartholomew - Phys. Rev. 93 (1954) 1260

Ki 60 L.S. Kisslinger, R.A. Sorensen - Mat-Fys. Medd. 32 N. 9 (1960)

Ki 63a Y.E. Kim - Phys. Rev. 131 (1963) 1712

Ki 63b L.S. Kisslinger et R.A. Sorensen - Rev. Mod. Phys. 35 (1963)

Ko 63 H.J. Korner, E. Gerdau, C. Gunther, K. Auerbach, G. Mielken G. Strube, E. Bodenstedt, Z. Physik 172 (1963) 203

La 56 N.H. Lazar, E. Eichler, G.D. O'Kelley - Phys. Rev. 101(1956) 727

La 59 A.M. Lane, J.E. Lynn - Nuclear Physics 11(1959) 646

La 61 Landolt and Bernstein - Energy Levels of nuclei (Springer-Verlag, Berlin 1961) pp 188, 190

Le 64 J. Letessier - Thèse 3ème cycle, Université de Bordeaux (1964)

Le 65 R.M. Lévy, D.A. Shirley - Phys. Rev. 140 (1965) 811

Le 67 C.M. Lederer, J.M. Hollander, I. Perlman - Table of isotopes John Wiley and Sons (1967)

Ma 65 J.E.H. Mattauch, W. Thiele, A.H. Wapstra - Nucl. Phys. 67 (1965) 32

Ma 67 E.J. Martens, A.M. Bernstein - Physics Letters 248 (1967) 669

Mo 69 J.A. Moragues, M.A.J. Mariscotti, W. Gelletly, W.R. Kane - BNL 12820-R Communication privée (1969)

Oh 66 E. Obst, F. Rauch, E. Rossle - Phys. Lett. 21 (1966) 50

Ob 67 E. Obst, F. Rauch, H.G. Wahsweiler - Nucl. Phys. A 103 (1967) 17

Pi 69 J. Picard, G. Bassani - Communication privée, en cours de publication (1969)

Pr 66 W.V. Prestwich, T.J. Kennett et L.B. Hugues - Nucl. Phys. 88 (1966) 548

Pr 68 B.M. Preedom, E. Newman, J.C. Hiebert - Phys. Rev. 166 (1968) 1156

Ra 65 S.J. Rapaport, W.W. Buechner - Phys. Letters 18 (1965) 299

Ro 68 J. Roturier - Thèse, Université de Bordeaux 1968

Ro 69 E.L. Robinson, R.C. Hagenauer, E. Eichler - Nuclear Physics A 123 (1969) 471

Sc 53 R.B. Schwartz, M.L. Berlman, N. Bernstein - Phys. Rev. 91 (1953) 883

Sc 64 M. Schmorak, H. Wilson, P. Gatti, L. Cradzins - Phys. Rev. 134 (1964) 718

Sc 66 H. Schmidt, W. Michaelis, C. Weitkamp, G. Markus, Z Phys. 194 (1966) 373

Sh 64 S. Shastry, R. Bhattacharyya - Nucl. Phys. 55 (1964) 397

Sh 66 E. Brooks Shera, D.W. Hafemeister - Phys. Rev. 150 (1960) 894

Sh 68a S. Shastry - Physics letters 288 (1968) 85

Sh 68b S.M. Shafroth, G.J.F. Logge - Nuclear Physics A 107 (1968) 181

St 64 R.M. Steffen, H. Frauenfelder, Perturbed angular correlation North Holland Publ. C° (1964)

St 66 M.M. Stautberg - Thèse Colorado University (1966)

St 67 M.M. Stautberg, J.J. Kraushoar, B.W. Ridley - Phys. Rev. 157 (1967) 977

Va 58 H. Vartapetian - Thèse Annales de physique n° 7-8 (1958) 624

Ve 66 J. Vervier - Nucl. Phys. 75 (1966) 17

Wa 64 C. Watson, C.F. Moore, R.K. Sheline - Nucl. Phys. 54 (1964) 519

Wi 67 C.A. Wiedner, A. Heusler, J. Solf, J.P. Wurm - Nucl. Phys. A103 (1967) 433

TABLE DES MATIERES

page

INTRODUCTION

CHAPITRE I - ETAT DES CONNAISSANCES SUR LA STRUCTURE NUCLEAIRE DANS LES REGIONS ETUDIEES 1

A - Expériences réalisées 5

B - Description théorique 11

C - Présentation de nos expériences 26

CHAPITRE II - DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX 29

A - Expériences de capture radiative de neutrons autour de N = 50 et 82 30

1 - Monochromateur à neutrons thermiques et protection 30

2 - Détection des neutrons pour la normalisation des flux 31

3 - Détection des photons 32

4 - Traitement des informations 34

5 - Courbes d'efficacité et linéarité en énergie 35

6 - Caractéristiques des cibles 38

7 - Mesure d'une corrélation angulaire et d'une durée de vie dans ^{140}Ce 39

a) Montage expérimental 39

b) Caractéristiques obtenues 40

B - Expériences de capture radiative de protons autour de N = 50 40

1 - Montage mécanique 41

a) Porte-cible 41

b) Cibles 41

2 - Montage électronique 41

a) Description du spectromètre de paires 42

b) Linéarité en énergie 43

c) Etalonnage en énergie de l'accélérateur Van de Graaff 44

d) Mesures de bruit de fond 44

CHAPITRE III - RESULTATS EXPERIMENTAUX 46

A - Noyaux autour de N = 50 47

1 - Réaction $^{89}Y(n,\gamma)^{90}Y$ 47

2 - Réaction $Sr(n,\gamma)Sr$ 48

3 - Réaction $Rb(n,\gamma)Rb$ 51

4 - Réaction $^{89}Y(p,\gamma)^{90}Zr$ 53

$^{88}Sr(p,\gamma)^{89}Y$ 53

$^{87}Sr(p,\gamma)^{88}Y$ 53

a) Energie et intensité des transitions gamma 53

b) Détermination des sections efficaces 55

B - Noyaux autour de N = 82 55

1 - Réaction $^{138}Ba(n,\gamma)^{139}Ba$ 56

Réaction $^{139}La(n,\gamma)^{140}La$ 56

Réaction $^{140}Ce(n,\gamma)^{141}Ce$ 56

2 - Mesure de la durée de vie de l'état à $E^* = 2083$ keV dans ^{140}Ce 57

3 - Mesure de la corrélation angulaire entre les raies de 329 keV et 487 keV dans ^{140}Ce 58

CHAPITRE IV - INTERPRETATION ET DISCUSSION DE CES RESULTATS 62

A - Etude de la structure nucléaire autour de N = 50 63

1 - Structure nucléaire pour N = 48 63

- niveaux d'énergie dans $^{87}_{39}Y$ 63

2 - Structure nucléaire pour N = 49 64

a) Niveaux d'énergie dans $^{86}_{37}Rb$ 64

b) Niveaux d'énergie dans $^{87}_{38}Sr$ 70

3 - Structure nucléaire pour N = 50 72

a) Niveaux d'énergie dans $^{88}_{38}Sr$ 72

b) Niveaux d'énergie dans $^{89}_{39}Y$ 77

c) Niveaux d'énergie dans $^{90}_{40}Zr$ 78

4 - Structure nucléaire pour N = 51 84

- niveaux d'énergie dans $^{90}_{39}Y$ 84

5 - Atténuation de l'intensité des transitions électromagnétiques 91

6 - Comparaison entre les valeurs de section efficace absolue dans les réactions (p, γ) 92

B - Etude de la structure nucléaire autour de N = 82 94

1 - N = 82

- structure du noyau $^{140}_{58}Ce$ dans son état excité à $E^* = 2083$ keV 94

2 - N = 83

- a) Niveaux d'énergie dans $^{139}_{56}Ba$ 96

b) Niveaux d'énergie dans $^{140}_{57}La$ 96

c) Niveaux d'énergie dans $^{141}_{58}Ce$ 97

C - Analyse des résultats communs aux noyaux étudiés 98

1 - Variation de l'énergie de séparation pour les neutrons et pour les protons 98

2 - Energie d'appariement neutron-neutron pour N = 50 99

3 - Energie d'appariement proton-proton pour Z = 40 101

CONCLUSION 103

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté

"LA CORRELATION ANGULAIRE ELECTRON-NEUTRINO

DANS LA RADIOACTIVITE BETA"

Vu et approuvé :

Le Doyen de la Faculté des Sciences :

J. VALADE

Vu et accordé le permis d'imprimer

Bordeaux, le

e Recteur de l'Université de Bordeaux :

J. BABIN